



آشنایی با

# اختر فیزیک ستاره‌ای

جلد اول

رصد‌های ستاره‌ای و داده‌های بنیادی



اریکا بوم - ویتنس

ترجمه دکتر منیژه رهبر

آشنایی با

# اختر فیزیک ستاره‌ای

جلد اول

رصد های ستاره‌ای و داده‌های بنیادی

اریکا بوم - ویتنس

ترجمه دکتر منیژه رهبر

مرکز نشر دانشگاهی، تهران



*Introduction to Stellar Astrophysics*  
 Vol. 1: Basic Stellar Observations and Data  
 Erika Böhm-Vitense  
 Cambridge University Press, 1997

آشنایی با اخترفیزیک ستاره‌ای

جلد اول: رصدهای ستاره‌ای و داده‌های بنیادی

تألیف اریکا بوم - ویتنس

ترجمه دکتر منیژه رهبر

طراح جلد: معصومه انوری

نمونه خوان: لیلیا محسنی

حروفچین: نادیا فرهادتوسکی

مرکز نشر دانشگاهی

چاپ اول ۱۳۸۳

چاپ دوم ۱۳۸۷

تعداد ۲۰۰۰

چاپ و صحافی: وزارت فرهنگ و ارشاد اسلامی، سازمان چاپ و انتشارات

۳۱۰۰ تومان

حق چاپ برای مرکز نشر دانشگاهی محفوظ است

فهرست‌نویسی پیش از انتشار کتابخانه ملی جمهوری اسلامی ایران

بوم - ویتنس، اریکا. Bohm-Vitense, Erika

آشنایی با اخترفیزیک ستاره‌ای / تألیف اریکا بوم - ویتنس؛ ترجمه منیژه رهبر؛ بیمان

صاحب‌سرا. - تهران: مرکز نشر دانشگاهی، ۱۳۸۳.

ج. : مصور، جدول، نمودار. - (مرکز نشر دانشگاهی؛ ۱۱۷۰؛ ۱۱۷۱. فیزیک؛ ۱۱۲؛

۱۱۳)

ISBN 978-964-01-8180-5 (دوره)

ISBN 978-964-01-1170-3 (ج. ۱)

ISBN 978-964-01-1171-0 (ج. ۲)

فهرست‌نویسی بر اساس اطلاعات فیبا.

Introduction to stellar astrophysics.

عنوان اصلی:

مترجم هر جلد متفاوت این کتاب در سال ۱۳۸۱ با عنوان «مقدمه‌ای بر اخترفیزیک»

توسط دانشگاه تبریز منتشر شده است.

کتابنامه.

چاپ دوم: ۱۳۸۷.

نمایه.

مترجمان: ج. ۱. رصدهای ستاره‌ای و داده‌های بنیادی. - ج. ۲. جواهری ستاره‌ای. -

۱. ستاره‌ها. ۲. فیزیک نجومی. الف. رهبر، منیژه، ۱۳۲۴ - ، مترجم. ب. صاحب‌سرا،

بیمان، مترجم. ج. مرکز نشر دانشگاهی. د. عنوان. ه. عنوان: مقدمه‌ای بر اخترفیزیک.

۵۲۳/۸

QBA۰۱/ب۹م۷

۱۳۸۳

۲۸۷۰۶ - ۸۳م

کتابخانه ملی ایران

بسم الله الرحمن الرحيم

## فهرست

صفحه	عنوان
۱	پیشگفتار
۳	۱ محل ستارگان
۳	۱.۱ دستگاه مختصات
۶	۲.۱ جهت دوران محور زمین
۷	۳.۱ دید آسمان
۸	۲ ویژه حرکت‌های ستارگان
۱۰	۳ فاصله‌های ستارگان نزدیک
۱۰	۱.۳ فاصله خورشید
۱۳	۲.۳ اختلاف منظرهای مثلثاتی ستارگان
۱۵	۴ روش‌ناییهای ستارگان
۱۵	۱.۴ قدرهای ظاهری
۱۷	۲.۴ رنگهای ستارگان
۱۸	۳.۴ تصحیح برای جذب تابش در جو زمین
۲۴	۴.۴ جسم سیاه



۳۱	۵.۴ تابش خورشیدی
۳۲	۶.۴ قدرهای مطلق ستارگان
۳۴	۵ نمودارهای رنگ-قدر
۳۴	۱.۵ نمودارهای رنگ-قدر ستارگان نزدیک
۳۶	۲.۵ نمودارهای رنگ-قدر برای خوشه‌های باز
۳۹	۳.۵ نمودارهای رنگ-قدر برای خوشه‌های گویسان
۴۲	۴.۵ اختلاف منظر نورسنجی برای خوشه‌های ستارگان
۴۳	۵.۵ اختلاف منظرهای نورسنجی برای ستارگان تک
۴۴	۶ درخشندگی ستارگان
۴۴	۱.۶ شارها، درخشندگیها و شعاعهای زاویه‌ای
۴۶	۲.۶ درخشندگی خورشید
۴۷	۳.۶ درخشندگی ستارگان و قدرهای تابش‌سنجی
۵۲	۷ شعاعهای زاویه‌ای ستارگان
۵۲	۱.۷ مسئله
۵۳	۲.۷ تداخل‌سنج مایکلسون
۵۷	۳.۷ تداخل‌سنج هانبری براون
۶۳	۴.۷ قطره‌های زاویه‌ای از استارهای قمری
۶۷	۸ دماهای مؤثر ستارگان
۶۷	۱.۸ بحث کلی
۶۸	۲.۸ شار سطحی خورشید و دمای مؤثر
۶۹	۳.۸ دماهای مؤثر ستارگان
۷۲	۹ جرمها و شعاعهای ستارگان
۷۲	۱.۹ بحث کلی دوتاییها
۷۵	۲.۹ اثر دوپلر
۷۶	۳.۹ سرعتهای شعاعی و جرمهای ستارگان
۸۱	۴.۹ تعیین پارامترهای مداری برای دوتاییها

۹۰	۵.۹ داده‌های مربوط به جرم، شعاع، و دمای مؤثر ستاره‌ای
۹۳	۶.۹ رابطه جرم-درخشندگی
۹۵	۱۰ طبقه‌بندی طیفی
۹۵	۱.۱۰ رشته طیفی
۱۰۲	۲.۱۰ طبقه‌بندی درخشندگی
۱۰۴	۳.۱۰ طیفهای کوتوله سفید
۱۰۶	۱۱ شناخت طیفهای ستاره‌ای
۱۰۶	۱.۱۱ طیف خورشیدی
۱۰۷	۲.۱۱ شناسایی خط
۱۰۸	۳.۱۱ شناخت رشته طیفی
۱۱۵	۱۲ ستارگان جمعیت II
۱۱۹	۱۳ چرخش ستاره‌ای
۱۲۵	۱۴ میدانهای مغناطیسی ستاره‌ای
۱۲۵	۱.۱۴ بحث کلی
۱۲۶	۲.۱۴ اثر زیمان
۱۳۶	۱۵ ستارگان دارای طیفهای غیرعادی
۱۳۶	۱.۱۵ بحث کلی
۱۳۷	۲.۱۵ ستارگان غیرعادی A، یا ستارگان مغناطیسی
۱۴۶	۳.۱۵ پخش در ستارگان
۱۵۱	۴.۱۵ ستارگان با خطوط فلزی، یا ستارگان Am
۱۵۵	۵.۱۵ ستارگان باریمی
۱۵۸	۶.۱۵ ستارگان تور T
۱۶۳	۱۶ ستارگان تپنده
۱۶۳	۱.۱۶ انواع مختلف ستارگان تپنده
۱۶۷	۲.۱۶ ستارگان هی قیفاووس

۱۷۰	۳.۱۶ ستارگان RR چنگ
۱۷۱	۴.۱۶ رابطه دوره-درخشندگی
۱۷۶	۱۷ ستارگان انفجاری
۱۷۶	۱.۱۷ آبرنواختر
۱۹۶	۲.۱۷ نواخترها
۲۰۵	۱۸ خورشید ما
۲۰۵	۱.۱۸ مقدمه
۲۰۶	۲.۱۸ سطح خورشید
۲۱۰	۳.۱۸ لایه‌های خارج‌تر خورشید
۲۱۷	۴.۱۸ خورشید فعال
۲۲۶	۱۹ جذب میان‌ستاره‌ای
۲۲۶	۱.۱۹ مقدمه
۲۲۷	۲.۱۹ غبار میان‌ستاره‌ای
۲۴۲	۳.۱۹ گاز میان‌ستاره‌ای
۲۴۷	پیوستها
۲۴۷	پیوست الف مسائل
۲۵۵	پیوست ب بعضی کمیته‌های نجومی مهم
۲۵۹	مراجع
۲۶۲	نمایه

## پیشگفتار

موضوع این جلد از کتاب، نجوم ستاره‌ای یا به عبارت دقیقتر اخترفیزیک ستاره‌ای است. آن را اخترفیزیک می‌نامیم زیرا همهٔ دانش ما دربارهٔ ستارگان بر اساس کاربرد قانونهای فیزیک برای ستارگان است. می‌خواهیم بدانیم که اندازهٔ آنها چقدر است، دارای چه جرمی هستند، از چه چیز ساخته شده‌اند، چقدر داغ‌اند، چگونه برحسب زمان تکامل می‌یابند، و توزیعشان در فضا چگونه است. پرسش آخر کاملاً مربوط به حوزهٔ اخترفیزیک ستاره‌ای نیست اما اطلاع از ساختار ستاره‌ای و تکامل آن وسیله‌ای است که به کمک آن می‌توان فاصله آنها را تعیین کرد. همچنین همبستگیهای مهمی، مثلاً بین محل و حرکت ستارگان در کهکشان ما و ویژگیهای فیزیکی آنها وجود دارد.

در جلد اول عمدتاً به ویژگیهای کلی ستارگان، مانند روشنایی رنگ، جرم، و شعاع آنها می‌پردازیم، روشنایی و رنگ همهٔ ستارگان را می‌توان مستقیماً اندازه گرفت، برای جرم و شعاع باید دوتایها را مطالعه کنیم. با اندازه‌گیریهای اختلاف منظر می‌توان فاصلهٔ ستارگان نزدیک را تعیین کرد. ابتدا اغلب ستارگانی را بررسی می‌کنیم که آنها را ستارگان عادی می‌نامیم. در بخشهای آخر این کتاب به ستارگانی می‌پردازیم که متفاوت به نظر می‌رسند و آنها را ستارگان "غیرعادی" می‌نامند.

چگونه می‌توان اطلاعاتی مثلاً دربارهٔ مشخصات فیزیکی ستارگان مانند دما، فشار، و ترکیب شیمیایی آنها به دست آورد؟ برای اغلب ستارگان باید این اطلاعات را از نور اندکی به دست آورد که از آنها دریافت می‌کنیم. فقط خورشید نور زیادی را برای مطالعه در اختیارمان می‌گذارد، اما فقط برای این ستارهٔ نزدیک، چیزی بیش از نور دریافت می‌کنیم. برای همهٔ ستارگان دیگر فقط یک نقطهٔ نورانی کوچک است که تمام مشخصات ستاره‌ای را که نور از آن می‌آید تعیین می‌کند مطالعهٔ چگونگی انجام این کار موضوع جلد دوم است.

در جلد سوم با توجه به ملاحظات نظری و قانونهای شناخته‌شدهٔ فیزیک، مشخصات درون



ستارگان را بررسی می‌کنیم و به تکامل ستارگان، همین‌طور منشأ عناصر شیمیایی می‌پردازیم. خواهیم دید که چه رصدهایی می‌تواند اطلاعاتی از ساختار درونی ستارگان در اختیارمان بگذارد. خواننده دقیق ممکن است به این فکر بیفتد که آیا مجازیم قانونهای فیزیک را، که با توجه به آزمایشها در روی زمین به دست آورده‌ایم، در مورد ستارگان به کار ببریم، از کجا می‌دانیم که همین قوانین برای ستارگان معتبر است؟ در واقع نمی‌دانیم، اما، می‌توانیم با فرض اعتبار این قوانین، رصدهای ستاره‌ای را درک کنیم، و نتیجه‌های معقول به دست آوریم، و اگر بتوانیم نتیجه رصدهای بیشتر را به‌طور موفقیت‌آمیز پیش‌بینی کنیم، این احساس را به دست می‌آوریم که در مسیر درست هستیم. مسافرت‌های فضایی در منظومه شمسی تاکنون از قانونهای فیزیکی شناخته شده پیروی کرده است. اگر به جایی رسیدیم که دیدیم رصدها به روشنی برخلاف قانونهای فیزیکی زمینی هستند، باید تصحیحات لازم را انجام دهیم. تاکنون این مورد پیش نیامده است، بجز اینکه برخی اصلاحات انجام شده است. به هر حال، این باور وجود دارد که این اصلاحات در تجربه‌های روی زمین نیز معتبر هستند، بجز اینکه اثرهای مربوطه به اندازه‌ای کوچک‌اند که در تجربه‌های آزمایشگاهی قابل اندازه‌گیری نیستند. آزمایشگاههای ما برای اندازه‌گیری اثرهایی چون خم شدن باریکه نور در میدان گرانشی، که نسبت عام پیش‌بینی می‌کنند، بسیار کوچک‌اند. برای اندازه‌گیری این اثرها، به بزرگترین آزمایشگاه ممکن، یعنی عالم نیاز داریم.

این سه جلد برای دانشجویان سالهای اول و آخر نوشته شده است. افراد عادی تحصیل کرده با معلوماتی درباره فیزیک و ریاضی نیز می‌توانند آنها را بفهمند.

من از اینکه نام کلیه نویسندگانی که در معلومات فعلی ما درباره ستارگان سهیم بوده‌اند ذکر نکرده‌ام پوزش می‌طلبم. زیرا نام آنها خود یک جلد کتاب خواهد شد. فقط نام چند کتاب درسی را آورده‌ام که بعضی از نتایج رصدی را که در اینجا آمده‌اند بررسی کرده است، و سیاهه برخی از کتابهای مرجع و جداولی را که حاوی داده‌های اساسی درباره ستارگان است. فهرست تمام مراجعی که شکلها و جدولها از آنها گرفته شده است ذکر کرده‌ام. معمولاً مراجع ذکر شده کتابهای درسی و مقاله‌های مروری جزئیات بیشتر را در اختیار خواننده می‌گذارند.

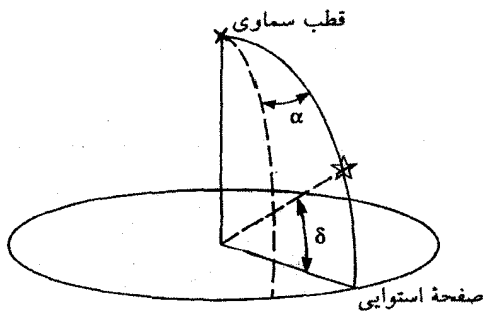
# محل ستارگان

## ۱.۱ دستگاه مختصات

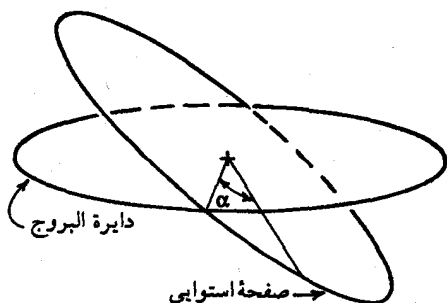
اگر بخواهیم ستارگان را مطالعه کنیم، به اولین چیزی که نگاه می‌کنیم محل آنها در آسمان است. این به خودی خود چیز چندانی در باره سرشت ستارگان در اختیارمان نمی‌گذارد، اما اگر بخواهیم ستاره یا گروه خاصی از ستارگان را بیابیم مفید است. باید نقطه مرجعی داشته باشیم که محل ستاره مورد نظر را نسبت به آن مشخص کنیم. همه ما چیزهایی را در باره صورتهای فلکی می‌دانیم یا لااقل شنیده‌ایم که در زمانهای قدیم تعیین محل ستارگان نسبت به ستاره معینی در صورت فلکی بسیار مفید بوده است. هنوز هم درخشانترین ستارگان را بر حسب صورت فلکی که در آن هستند نام‌گذاری می‌کنیم، اما به بیان کلی‌تری از محل ستارگان نیازمندیم. وقتی به آسمان نگاه می‌کنیم، نمی‌توانیم فقط با تصویرکردن محل آنها بر روی کره سماوی، یعنی روی یک سطح دوبعدی محل آنها را مشخص کنیم. بنابراین محل ستارگان را با دو کمیت توصیف می‌کنیم. چون سطحی که مکان را نسبت به آن اندازه می‌گیریم کره است، از مختصات قطبی کروی استفاده می‌کنیم. چون تلسکوپ ما روی زمین ثابت است، از دستگاه مختصاتی بهره می‌گیریم که نسبت به زمین ثابت باشد. زمین می‌چرخد، اما به یک دستگاه مختصات چرخان، که مسائل بسیاری را به وجود

می‌آورد، علاقه‌مند نیستیم. پس دستگاه مختصات را در فضا ثابت نگه می‌داریم. صفحه استوایی دستگاه مختصات قطبی کروی ما، همانند صفحه استوایی زمین است، یعنی صفحه استوایی بر محور دوران زمین عمود است. متأسفانه، جهت محور دوران زمین در فضا ثابت نیست، بلکه به علت تأثیر نیروهای گرانشی خورشید و ماه بر زمین، این محور دارای حرکت تقدیمی است، یعنی تقریباً مخروطی را حول محوری که در زمین ثابت است می‌پیماید. این موضوع باعث می‌شود که صفحه مرجع ما نیز حرکت تقدیمی داشته باشد، یعنی مختصات ستارگان، نه به علت تغییر مکان آنها، بلکه به واسطه تغییر محورهای مختصات بر حسب زمان تغییر کند. البته، خود ستارگان هم در فضا حرکت می‌کنند، اما تأثیر آن در تغییر مختصات بسیار کوچکتر از حرکت تقدیمی محور زمین است.

مختصاتی که منجمان به کار می‌برند عبارت‌اند از بُعد  $\alpha$  و میل  $\delta$ . بُعد نظیر طول جغرافیایی است که در سطح زمین به کار می‌بریم، شکل ۱.۱. همان‌طور که در مورد زمین می‌دانیم، باید نصف‌النهاری را تعریف کنیم که آن را طول جغرافیایی صفر می‌نامیم. بر روی زمین این نصف‌النهار از گرینویچ می‌گذرد. روی کره سماوی نیز باید نصف‌النهاری را تعریف کنیم که از نقطه معینی که آن را دارای طول جغرافیایی با بُعد صفر تعریف می‌کنیم بگذرد. می‌توانستیم محل یک ستاره را به عنوان بُعد صفر تعریف کنیم، اما شاید بعداً معلوم می‌شد که این ستاره (همراه) با آن دستگاه مختصات در فضا حرکت می‌کند. می‌توانستیم محل یک جسم دوردست، مثلاً محل یک کوازار را برگزینیم. حتی حرکت فضایی بزرگ چنین جسم دوردستی مکان آن را به صورت قابل اندازه‌گیری تغییر نمی‌دهد. وقتی که دستگاه مختصات تعیین شد، کوازارها را نمی‌شناختیم و حتی خبر از



شکل ۱.۱ صفحه استوایی زمین صفحه‌ای را برای دستگاه مختصات قطبی سماوی تعریف می‌کند، که در آن می‌توان محل ستارگان را به کمک بُعد  $\alpha$  و میل  $\delta$  مشخص کرد.



شکل ۲.۱ جهت محل برخورد صفحه استوائی و صفحه دایرة البروج نصف النهار نقطه صفر بعد را مشخص می‌کند. با تغییر سمتگیری صفحه استوائی، محل نقطه صفر نصف النهار تغییر می‌کند.

فاصله‌های اجسام نجومی دیگر نداشتیم. بنابراین، نقطه صفر بعد را جهت یک خط، یعنی خط محل برخورد صفحه استوائی زمین و صفحه مدار زمین به گرد خورشید، یعنی دایرة البروج تعریف کرده‌اند، شکل ۲.۱. با تغییر سمتگیری صفحه استوائی بر حسب زمان به علت حرکت تقدیمی محور زمین، جهت خط محل برخورد دایرة البروج و صفحه استوائی نیز بر حسب زمان تغییر می‌کند که به معنای تغییر نقطه صفر بعد بر حسب زمان است. بنابراین مختصات همه ستارگان بر حسب زمان به گونه‌ای تغییر می‌کند که می‌توان آن را با توجه به حرکت شناخته شده محور زمین محاسبه کرد. بعد را بر حسب دقیقه و درجه اندازه می‌گیرند. ۲۴ ساعت متناظر با  $360^\circ$  درجه است. بعد، زمان نجومی را در هنگامی تعیین می‌کند که ستاره بیشترین ارتفاع را در بالای افق دارد. میل  $\delta$  بر حسب درجه اندازه‌گیری می‌شود،  $-90^\circ < \delta < +90^\circ$

فهرست‌هایی وجود دارند که مختصات ستارگان را برای سال معین نشان می‌دهند، وقتی می‌خواهیم جسمی را مشاهده کنیم باید تصحیحات لازم برای زمان را در مورد مختصات به کار ببریم. مسائل مربوط به محاسبه این تصحیحات را می‌توان در کتاب درسی اسمارت<sup>۱</sup> در باره نجوم کروی یافت (۱۹۷۷). جدولهای تصحیحات را آلن<sup>۲</sup> (۱۹۸۲) داده است.

به عنوان مثال، فهرست محل ستارگان در سال ۱۸۵۵ را در "بونر دارچومسترونک"<sup>۳</sup> (BD) و برای سال ۱۹۰۰ در "هنری دراپر"<sup>۴</sup> (HD) می‌توان یافت. محل ستارگان در سال ۱۹۵۰ در فهرست رصدخانه اختر فیزیکی اسمیتسونین<sup>۵</sup> (S.A.O) آمده است.

1. Smart

2. Allen

3. Bonner Durchmusterung

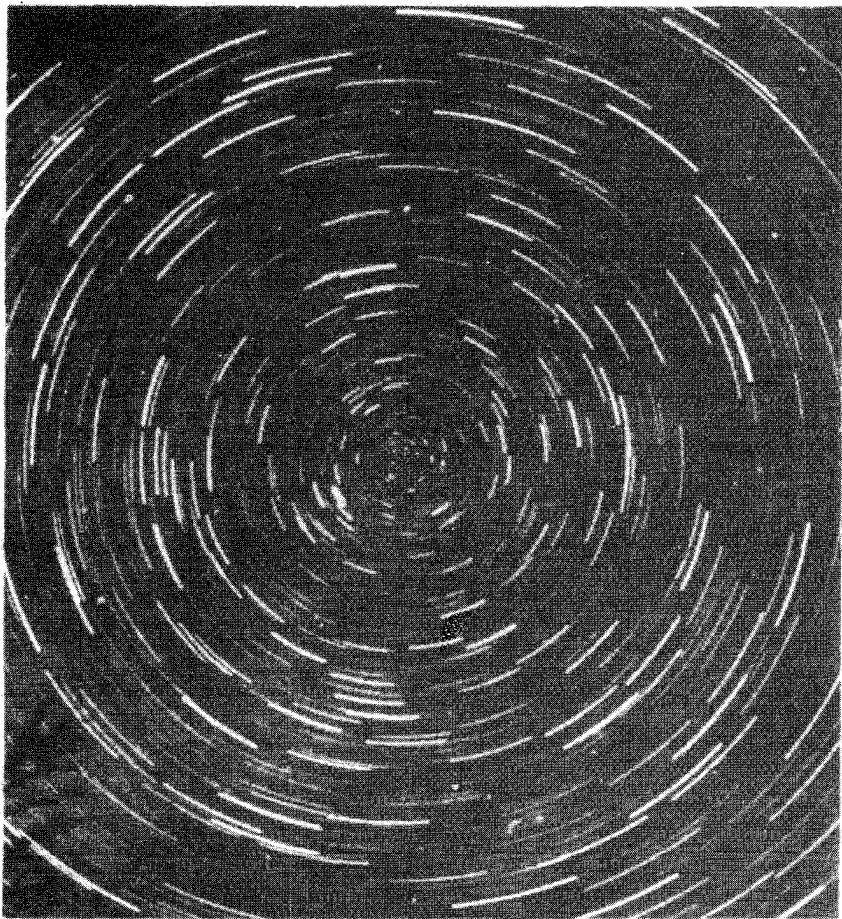
4. Henry Draper

5. Smithsonian Astrophysical Observatory



## ۲.۱ جهت دوران محور زمین

با توجه به آنچه که گفته شد باید مکان، یا به عبارت بهتر، جهت تغییرات محور دوران زمین را بر حسب زمان بدانیم. چگونه می‌توان این جهت را تعیین کرد؟ بهترین راه گرفتن عکسی با زمان نوردهی طولانی از آسمان با تلسکوپی است که سمتگیری آن ثابت و ترجیحاً در جهت نزدیک به ستاره قطبی باشد. به علت دوران زمین، که باعث تغییر سمتگیری تلسکوپ در فضا می‌شود، محل ستارگان در طول روز ظاهراً حول محور دوران حرکت می‌کند، شکل ۳.۱.

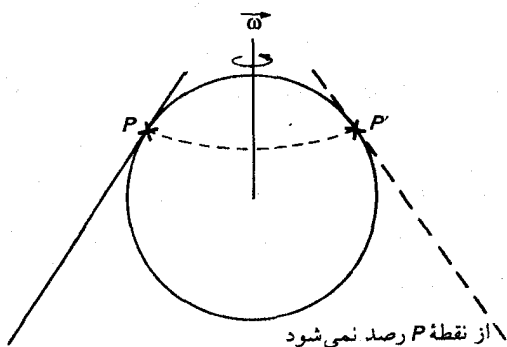


شکل ۳.۱ تصویری با نوردهی طولانی که با تلسکوپی ثابت و به طرف قطب شمال گرفته شده است. محل ستارگان، دایره‌هایی در آسمان است که مرکز آنها جهت دوران محور زمین را نشان می‌دهد. طول قطعه‌های دایره در تصویر را زمان نوردهی مشخص می‌کند. نوردهی ۱۲ ساعته یک نیم‌دایره می‌دهد.

مشاهده‌های مکرر از این نوع، تعیین چگونگی تغییر جهت محور دوران زمین را امکان‌پذیر می‌سازد.

### ۳.۱ دید آسمان

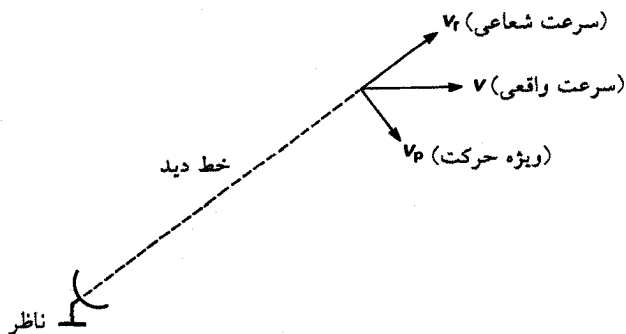
از یک نقطه بر روی سطح زمین، فقط می‌توانیم بخشی از آسمان را ببینیم که افق ما و حرکت زمین مطابق شکل ۴.۱ مشخص می‌کند. فرض کنید ناظری در صبح زود در نقطه  $P$  روی سطح زمین باشد. صفحه افق با خط  $P$  مشخص شده است. این ناظر فقط می‌تواند آنچه بالاتر از افق او قرار دارد ببیند. البته، وی در صورتی ستارگان را خواهد دید که خورشید در طرفی از زمین که او قرار دارد ندرخشد. دوازده ساعت بعد، ناظر بر اثر حرکت زمین حول محور  $\omega$  در نقطه  $P$  خواهد بود. صفحه افق اکنون با خط چین نشان داده شده است. او فقط می‌تواند آنچه بالای این صفحه قرار دارد را ببیند. مخروط کامل، که این صفحه دوار افق می‌پیماید، از دید او خارج است. فقط ناظران روی استوا شانس دیدن تمام کروی سماوی را در طول یک روز دارند، اما، آنها فقط می‌توانند همه ستارگان در طول یک سال را ببینند، زیرا خورشید همواره نیمی از آسمان را روشن می‌کند.



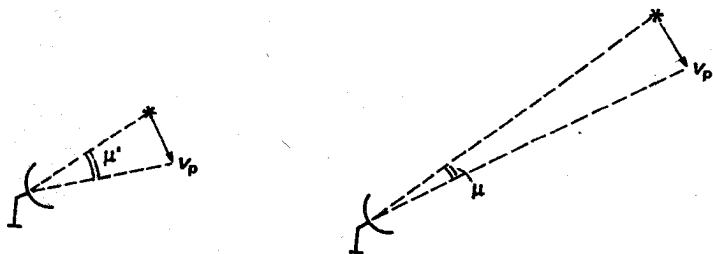
شکل ۴.۱ از نقطه  $P$  روی سطح زمین، بجز برای نقاط روی خط استوا، یک مخروط خارج از دید است.

## ویژه حرکت‌های ستارگان

در فصل قبل دیدیم که مختصات ستارگان بر حسب زمان تغییر می‌کند، زیرا دستگاه مختصات، که با محور دوران زمین مشخص می‌شود، بر حسب زمان تغییر می‌کند. مختصات ستارگان نیز ممکن است با زمان تغییر کند، زیرا خود آنها در فضا حرکت می‌کنند. در واقع، فقط حرکت‌های عمود بر جهت خط دید، باعث تغییر مختصات می‌شوند اما مختصات را تغییر نمی‌دهند. حرکت‌های عمود بر خط دید را ویژه حرکت می‌نامند، زیرا تغییر مختصاتی را می‌دهند که ویژه ستاره است نه دوران زمین. سرعت‌های در امتداد خط دید را سرعت‌های شعاعی می‌نامند زیرا در جهت شعاع کره حول ناظر هستند. ویژه حرکتها را بر حسب تغییرات بُعد و میل اندازه می‌گیرند، که به صورت زاویه‌اند. بنابراین ویژه حرکت ما بر حسب ثانیه یا ثانیه کمانی به ازای سال اندازه گرفته می‌شوند، در حالی که سرعت‌های شعاعی به کمک انتقال دوپلر، نگاه کنید به بخش ۲.۹، سنجیده می‌شوند که سرعت را بر حسب  $\text{km s}^{-1}$  می‌دهد. توصیف ویژه حرکت بر حسب  $\text{km/s}$  دشوار است، زیرا رابطه میان ویژه حرکت بر حسب ثانیه کمانی و  $\text{km s}^{-1}$  به فاصله ستاره بستگی دارد: سرعت معین ستاره در جهت عمود بر خط دید اگر ستاره نزدیک باشد به تغییر مکان زیاد، یعنی ویژه حرکت نسبتاً زیاد، و اگر دور باشد با تغییر



شکل ۱.۲ فقط حرکت‌های در جهت عمود بر خط دید محل ستاره در آسمان، یعنی تصویر ستاره بر کره زمین، را تغییر می‌دهد. سرعت‌های شعاعی باعث تغییر مختصات ستاره نمی‌شود، فقط فاصله آن تغییر می‌کند.



شکل ۲.۲ برای سرعت معین  $v_p$  عمود بر خط دید، ویژه حرکت بر حسب ثانیه کمانی ( $\mu'$ ) برای ستارگان نزدیک بزرگتر از مقدار آن ( $\mu$ ) برای ستارگان دور است.

مکان اندک ستاره می‌انجامد، شکل ۲.۲. در واقع، مطالعات ویژه حرکت اغلب برای یافتن ستارگان نزدیک به کار می‌رود.



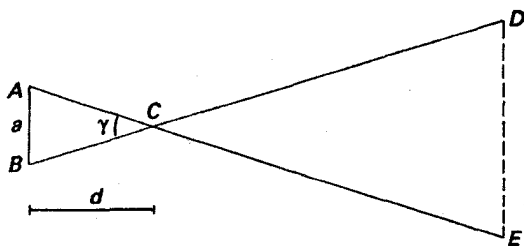
## فاصله‌های ستارگان نزدیک

### ۱.۳ فاصله خورشید

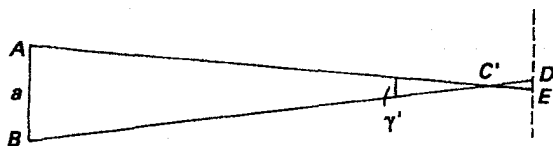
فاصله‌های اجسام نزدیک بر روی زمین را اغلب چنین اندازه می‌گیرند که می‌بینند چند بار یک طول استاندارد، مثلاً یک متر، بین دو جسم که فاصله آنها مورد نظر است قرار می‌گیرد. برای فاصله‌های دورتر، این روش اغلب مؤثر نیست. به عنوان مثال، در نواحی کوهستانی نمی‌توان فاصله بین دو قله کوه را بدین طریق اندازه گرفت.

چشمان ما بدون استفاده از متر می‌تواند فاصله‌ها را برآورد کند. چشمان ما در واقع از روش به اصطلاح مثلث‌بندی استفاده می‌کند. برای مثلث‌بندی باید یک جسم معین را از دو نقطه مختلف که فاصله‌شان را، مثلاً با استفاده از یک متر، اندازه گرفته‌ایم مشاهده کنیم.

از دو نقطه مشاهده  $A$  و  $B$  جسم مورد نظر  $C$  در نقطه‌های مختلف  $D$  و  $E$  زمینه تصویر می‌شود، شکل ۱.۳. برای یک جسم نزدیک زاویه  $\gamma$  بین دو نقطه تصویر بزرگ است، برای جسم دورتر این زاویه کوچکتر خواهد بود، شکل ۲.۳. رابطه میان زاویه  $\gamma$  اندازه‌گیری شده از دو نقطه و فاصله جسم به صورت زیر است



شکل ۱.۳ از دو نقطه  $A$  و  $B$  به فاصله  $a$  از یکدیگر، جسم  $C$  در دو نقطه مختلف  $D$  و  $E$  زمینه تصویر می‌شود. زاویه  $\gamma$  که جسم تحت آن از دو نقطه مشاهده  $A$  و  $B$  دیده می‌شود از رابطه (۱.۳) به دست می‌آید.



شکل ۲.۳ برای یک جسم دور  $C'$  زاویه  $\gamma'$  که جسم تحت آن زاویه از دو نقطه مشاهده  $A$  و  $B$  دیده می‌شود از زاویه یک جسم نزدیک کوچکتر است.

$$\sin\left(\frac{\gamma}{2}\right) = a/(2d) \quad (1.3)$$

که در آن  $a$  فاصله میان دو نقطه مشاهده  $A$  و  $B$ ، و  $d$  فاصله جسم،  $C$  یا  $C'$ ، از مرکز دو نقطه مشاهده است.

برای فاصله‌های زیاد می‌توان قرار داد  $\sin \gamma = \gamma$  که بر حسب رادیان است. در این حالت (۱.۳) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\gamma = a/d \quad (2.3)$$

که اگر  $a$  و  $\gamma$  را اندازه بگیریم می‌توانیم  $d$  را تعیین کنیم. دو چشم ما نقش دو نقطه مشاهده را دارند، و  $a$  فاصله بین آنهاست.

از رابطه (۲.۳) مشخص است که اگر خط مبنای  $a$  بزرگ باشد می‌توانیم فاصله‌های بزرگتر را اندازه بگیریم، زیرا حدی برای زاویه  $\gamma$  که هنوز می‌توانیم اندازه بگیریم وجود ندارد. بر روی زمین حدی برای خط مبنای  $a$  وجود دارد که آن را قطر زمین مشخص می‌کند. معلوم شده است که این خط مبنای  $a$  برای اندازه‌گیری فاصله دقیق خورشید به اندازه کافی بزرگ نیست. اما، می‌توانیم فاصله

سیارکهای نزدیک را با این روش اندازه بگیریم و سپس با بهره‌گیری از قانون سوم کپلر فاصله تا خورشید را تعیین کنیم. اکنون می‌توانیم فاصله زهره را با اندازه‌گیریهای راداری تعیین کنیم و سپس با بهره‌گیری از قانون سوم کپلر مربع دوره حرکت مداری سیارات با توان سوم نصف قطر بزرگتر مدار آنها به دور خورشید،  $b$ ، متناسب است، یا

$$P^2/b^3 = \text{ثابت} = A \quad (3.3)$$

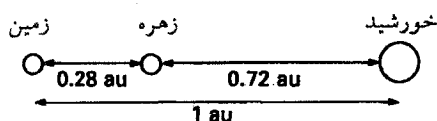
به عنوان مثال، برای زمین و زهره (یا یک سیارک) داریم

$$P(\text{زهره})^2/P(\text{زمین})^2 = b(\text{زهره})^3/b(\text{زمین})^3 \quad (3.3 \text{ الف})$$

که (زهره)  $b$  و (زمین)  $b$  نصف قطر بزرگتر مدار زهره و زمین است. (زمین)  $P$  یک سال و (زهره)  $P$  دوره حرکت مداری زهره و برابر  $224.7$  روز است. معادله (3.3 الف) یک معادله برای دو نیم‌قطر زهره و زمین است. اگر یک معادله دیگر داشته باشیم می‌توانیم هر دو نیم‌قطر را تعیین کنیم. معادله دوم را اندازه‌گیری فاصله زمین-زهره در نزدیکترین فاصله از یکدیگر که سنجش آن راحت است در اختیارمان می‌گذارد. شکل 3.3. برای نشان دادن این اصل، هر دو مدار را تقریباً دایره می‌گیریم (در واقع بیضویت مدارها کاملاً کوچک است). از شکل 3.3 می‌بینیم که فاصله زهره-زمین  $d$  برابر است با

$$d = b(\text{زمین}) - b(\text{زهره}) \quad (4.3)$$

اگر  $d$  را اندازه بگیریم، رابطه (4.3) دومین معادله لازم برای اندازه‌گیری (زهره)  $b$  و (زمین)  $b$  را در اختیارمان می‌گذارد. البته، (زمین)  $b$  فاصله زمین-خورشید است، که می‌خواهیم تعیین کنیم، معمولاً آن را یک واحد نجومی یا به اختصار  $1 \text{ au}$  می‌نامند. فاصله زهره-خورشید فقط  $0.72 \text{ au}$  است. نزدیکترین فاصله زهره-زمین فقط  $0.28 \text{ au}$  است، شکل 3.3. این فاصله برای سنجش



شکل 3.3 نزدیکترین فاصله زمین-زهره فقط  $0.28 \text{ au}$  فاصله زمین-خورشید است.

به کمک رادار به اندازه کافی کوتاه است. چون سیگنال رادار با سرعت نور  $C$  حرکت می‌کند، زمان رفت و برگشت آن به زهره از رابطه زیر به دست می‌آید

$$t = 2d/c \quad (5.3)$$

این زمان  $t$  را می‌توان اندازه گرفت و  $d$  را از رابطه (۵.۳) به دست آورد. با بهره‌گیری از (۳.۳ الف) و (۴.۳) فاصله زمین-خورشید برابر مقدار زیر به دست می‌آید

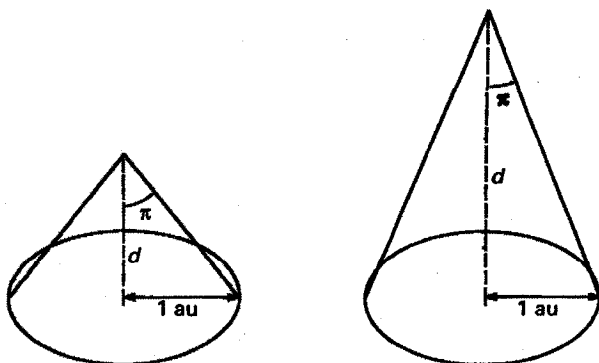
$$1 \text{ au} = 1.49 \times 10^{13} \text{ cm}$$

در نظر گرفتن بیضویت مدارها، محاسبات ریاضی را پیچیده می‌کند، اما اصول کار تغییر نمی‌کند.

### ۲.۳ اختلاف منظرهای مثلثاتی ستارگان

اگر قطر مدار زمین را بدانیم، می‌توانیم طول آن را به عنوان خط مبنای،  $a$ ، برای مثلث بندی بیشتر به کار ببریم. اگر یک رصد را در روز ۱ و رصد بعدی را نیمسال بعد انجام دهیم، مکان ما در فضا به اندازه قطر زمین تغییر می‌کند. لازم نیست که این رصدها را از دو نقطه مختلف در یک زمان انجام دهیم.

از شکل ۴.۳ نتیجه می‌گیریم که اگر ستاره در قطب دایره البروج باشد، تغییر مکان آن در یک



شکل ۴.۳ زاویه اختلاف منظر  $\pi$  که ستاره در اندازه‌گیریهای به فاصله شش ماه تحت آن زاویه دیده می‌شود، معیاری از فاصله آن است هرچه ستاره دورتر باشد،  $\pi$  کوچکتر است.

نیمسال از زاویهٔ اختلاف منظر  $2\pi = 2\text{au}/d$  یا

$$\pi = 1\text{au}/d$$

به دست می‌آید که  $d$  فاصلهٔ خورشید-زمین است. با معلوم بودن اندازهٔ  $1\text{ au}$  و اندازه‌گیری زاویهٔ  $\pi$ ، البته اگر به اندازه کافی بزرگ باشد که بتوان آن را سنجید، فاصله تا ستاره به دست می‌آید. چون فاصله‌های ستارگان بسیار زیاد است، بهره‌گیری از یکای جدید طول برای سنجش فاصله‌های ستاره‌ای مناسب است. این یکا پارسک (pc) نامیده می‌شود و فاصله‌ای است که اگر ستاره در آن باشد، زاویه اختلاف منظر  $\pi$  یک ثانیه کمانی می‌شود. از هندسهٔ شکل ۳.۳ نتیجه می‌گیریم که این ستاره در فاصلهٔ  $3.08 \times 10^{18}\text{cm}$  خواهد بود. نور این فاصله را در مدت سه سال می‌پیماید. در واقع، هیچ ستاره‌ای دارای زاویهٔ اختلاف منظر  $1$  ثانیه کمانی نیست. نزدیکترین ستاره به ما، پروکسیما سنتوری، دارای اختلاف منظر  $0.76$  ثانیه کمانی است. ما فقط می‌توانیم زاویه‌های اختلاف منظر بزرگتر از حدود  $0.5$  ثانیه کمانی را با دقت کافی اندازه بگیریم، یعنی فقط فاصله‌های تا حدود  $20\text{ pc}$  را می‌توان با دقت کافی سنجید؛ در فراتر از این فاصله، اختلاف منظرهای مثلثاتی چندان سودمند نیستند، با بهتر شدن دستگاه‌های اندازه‌گیری شاید بتوانیم فاصله‌های تا  $0.2$  ثانیه کمانی را بسنجیم. خوشبختانه در حدود  $200$  ستاره در فاصلهٔ  $20\text{ pc}$  از ما قرار دارند، که به عنوان مبنایی برای تعیین فاصله به اندازهٔ کافی درخشان هستند. در حدود چند هزار ستاره کم‌نور در این فاصله  $20\text{ pc}$  وجود دارد.

در شکل ۴.۳ نشان داده‌ایم که فقط تصویر ستاره‌ای که در قطب دایرة البروج قرار دارد بر روی زمینهٔ آسمان در طول یک سال به واسطهٔ حرکت زمین دور خورشید یک دایره می‌شود. برای ستارگانی که به قطب دایرة البروج نزدیک نیستند، البته حرکت‌های اختلاف منظری در زمینهٔ آسمان وجود دارد، اما "مدارهای اختلاف منظر" آنها دایره نیست بلکه بیضی است. برای قطر بزرگ این بیضیها، همان معادلهٔ مربوط به شعاعهای "مداری" ستارگان در قطبهای دایرة البروج برقرار است.

## روشناییهای ستارگان

### ۱.۴ قدرهای ظاهری

روشنایی یک ستاره کمیتی است که می‌توان آن را با مقایسه روشنایی ستارگان مختلف، لااقل به طور کیفی، اندازه گرفت. حتی با چشم غیرمسلح می‌توان دید که ستاره  $A$  از ستاره  $B$  روشنتر است و برعکس. منجمان باستانی روشنترین ستارگان را، ستارگان قدر اول نام‌گذاری کردند، ستارگان با روشنایی کمتر ستارگان قدر دوم بودند و الی آخر. این قدرها را حساسیت چشم تعیین می‌کرد، زیرا همه رصدها با چشم غیرمسلح انجام می‌شد. حساسیت لگاریتمی چشم به ما امکان می‌دهد تا گستره وسیعی از شدت نور را ببینیم. بنابراین، مقیاس قدر یک مقیاس لگاریتمی است. اختلاف معینی در روشنایی با مقدار معینی از انرژی دریافتی متناظر است.

وقتی منجمان اندازه‌گیرهای شدت کمی را یاد گرفتند، نمی‌خواستند که مقیاس قدر تثبیت شده را کنار بگذارند. بنابراین مقیاس قدر را به صورت کمی در آوردند. چون، همان‌طور که دیدیم، این مقیاس لگاریتمی است، آنها دریافتند که مقیاس قدیمی را به بهترین صورت می‌توان با رابطه زیر تعریف کرد

$$\Delta m_v = -2.5 \cdot \Delta \log I_v \quad (۱.۴)$$

که  $\Delta m_v$  اختلاف قدر مشاهده شده با چشم، یعنی مشاهده بصری، و  $I_v$  شدت دریافتی توسط دستگاهی است که حساسیت رنگی آن مانند چشم ماست. برای دو ستاره  $A$  و  $B$  به دست می آوریم

$$m_v(A) - m_v(B) = -2.5[\log I_v(A) - \log I_v(B)] \quad (۲.۴ الف)$$

علامت منفی در طرف راست نشان می دهد که هرچه ستاره کم نورتر شود، قدر آن بزرگتر می شود. به خاطر داشته باشید که ستارگان قدر اول از ستارگان قدر دوم روشنترند! اگر واقعاً بخواهیم قدر ستاره  $B$  را تعیین کنیم، باید قدر ستاره  $A$  را بدانیم:

$$m_v(B) = m_v(A) + 2.5[\log I_v(A) - \log I_v(B)] \quad (۲.۴ ب)$$

مقیاس قدر در ابتدا با دنباله ستارگان قطب شمال تعریف شد. اکنون آن را با تعدادی ستاره مشخص می کنند که جانسون<sup>۱</sup> و مورگان<sup>۲</sup> در سال ۱۹۵۳ به دقت اندازه گرفتند. برای مقاصد عملی، می توانیم بگوییم که مقیاس قدر با نسبت دادن قدر  $^{\circ}$  به ستاره  $\alpha$ ی چنگ<sup>۳</sup>، به نام وگا<sup>۴</sup>، مشخص می شود. بنابراین  $m_v(A) = ^{\circ}$  و

$$m_v(B) = 2.5[\log I_v(\text{وگا}) - \log I_v(B)] \quad (۲.۴ ج)$$

(در واقع  $^{\circ} = 0.2 \pm 0.1$  وگا)  $m_v$ ، اما این اختلاف کوچک در اینجا ما را نگران نمی کند.) در عمل، روشی همه ستارگان را با وگا مقایسه می کنیم. اگر ستاره ای از وگا کم نورتر باشد،  $m_v > ^{\circ}$  و اگر از آن درخشانتر باشد،  $m_v < ^{\circ}$ . چند ستاره درخشانتر از وگا، مانند شعرای یمانی، وجود دارد، قدر این ستارگان منفی است. شعرای یمانی<sup>۵</sup> دارای  $m_v = -1.6$  است.

ما همواره این قدرها را حرف کوچک  $m$  نشان می دهیم زیرا به روشنی مربوط می شود که ما مشاهده می کنیم. آنها را روشنی ظاهری یا قدر ظاهری می نامند. باید بین روشنی ظاهری و روشنی ذاتی، با نام روشنی مطلق یا قدر مطلق که با  $M$  نمایش داده می شود، تفاوت قائل شد (نگاه کنید به بخش ۶.۴).



## ۲.۴ رنگهای ستارگان

تأکید کردیم که روشناییها یا قدرهای ظاهری که در بالا بررسی شدند مربوط به رصد‌های بصری است. آنها روشناییهایی را مقایسه می‌کنند که ما با چشمان خود می‌بینیم. آنها را قدرهای بصری می‌نامند. اکنون اندازه‌گیریهای کمی با صفحات عکاسی یا دستگاههای فوتوالکتریکی انجام می‌شود. حساسیت این ابزارهای اندازه‌گیری با چشمان ما تفاوت دارد. در ابتدا صفحات عکاسی عمدتاً به نور آبی حساس بودند. با این صفحه‌های عکاسی روشنایی ستارگان را در نوار طول موج آبی مقایسه می‌کردیم. یک ستاره، که در ناحیه بصری همان روشنایی وگا و در نتیجه  $m_v = 0$  را دارد، اگر یک ستاره آبی باشد، ممکن است روشنتر از وگا و در نتیجه قدر آبی آن  $m_B < 0$  باشد. در واقع، یک ستاره معین در نوارهای طول موج مختلف، قدرهای متفاوتی دارد. اگر از وگا آبی‌تر باشد، قدر آبی آن از قدر بصری آن کوچکتر است، ستاره‌ای که انرژی آن در سرخ در مقایسه با وگا بیشتر است قدر سرخ آن از قدر بصری بیشتر است. اختلاف قدر برای یک ستاره معین در نوارهای طول موج مختلف اطلاعاتی در باره رنگ آن ستاره در اختیار ما می‌گذارد. برای  $m_B > m_v$  ستاره در ناحیه آبی کم‌نورتر است. یعنی ستاره سرخ‌تر از وگا به نظر می‌رسد. طبق تعریف، برای وگا همه قدرهای ظاهری صفر هستند. نگاه کنید به (بخش ۲.۴ ج). این برای تمام نوارهای طول موج صادق است (این بدان معنی نیست که روشنایی وگا در تمام نوارهای طول موج یکسان است). متداولترین دستگاه قدر ظاهری، دستگاه به اصطلاح UBV است که قدرهای ظاهری را در فرابنفش U در  $3600 \text{ \AA}$ ، در آبی B در  $4300 \text{ \AA}$  و در مرئی V در  $5500 \text{ \AA}$  اندازه می‌گیرد. تابعهای حساسیت دستگاههای اندازه‌گیری در شکل ۱.۴ نشان داده شده است. تعداد دستگاههای قدر مورد استفاده تقریباً به تعداد منجمانی است که آنها را اندازه می‌گیرند. هر یک از آنها هدف خاص خود را دارند. دستگاه UVB دارای بیشترین تعداد اندازه‌گیری است. هر نوار بخش بزرگی از طیف را در بر می‌گیرد ( $1000 \text{ \AA}$ ) در نتیجه می‌توان از آن برای اندازه‌گیری قدر ستارگان کم‌نور استفاده کرد. بنابراین از این پس فقط از این دستگاه استفاده خواهیم کرد.

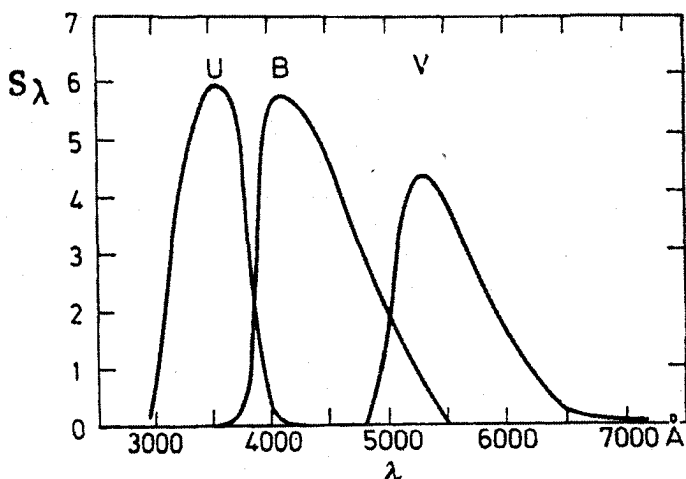
اختلاف قدرهای بنفش و قدرهای آبی برای یک ستاره معین را به صورت کوتاه‌شده زیر

می‌نویسند

$$U - B = m_u - m_B \quad (3.4)$$

و

$$B - V = m_B - m_v \quad (4.4)$$



شکل ۱.۴ تابع حساسیت  $S_\lambda$  برای مقیاسهای قدر U، B، و V یعنی شدتهای نسبی که با استفاده از صافیهای U، B و V برای شدتهای ثابت (مستقل از طول موج)  $I_\lambda$  اندازه گرفته می‌شود.

با توجه به بحث بالا،  $B - V > 0$  نشان می‌دهد که ستاره سرخ‌تر از وگاست.  $B - V < 0$  یعنی ستاره آبی‌تر از وگاست؛ یعنی انرژی آن در آبی بیشتر است.  $U - B > 0$  همچنین نشان می‌دهد که طول موجهای بلندتر انرژی بیشتری دارند، که البته "بلندتر" به معنی نوار طول موج آبی در مقایسه با فرابنفش است، و  $U - B < 0$  نشان می‌دهد که انرژی ستاره بیشتر از وگا در نوار فرابنفش است.

چون برای رنگها از V به جای  $m_v$  استفاده می‌کنیم، بسیاری از منجمان اکنون از  $m_v$  را با V نشان می‌دهند. پس V به معنی  $m_v$  است.

جدول ۱.۴ فهرست رابطه‌ی بین رنگهای U-B و B-V برای ستارگان "عادی" (یعنی رشته اصلی) است. اما، اینها رنگهایی نیستند که ما مستقیماً اندازه می‌گیریم. قبل از اینکه بتوانیم چیزی در باره رنگهای واقعی ستارگان بگوئیم، باید شدتهای اندازه‌گیری شده را برای جذب در جو زمین تصحیح کنیم.

### ۳.۴ تصحیح برای جذب تابش در جو زمین

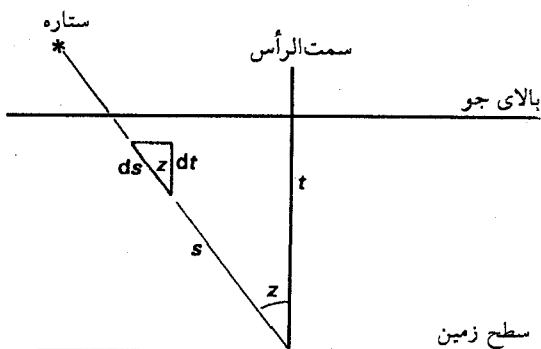
وقتی انرژی تابشی که به تلسکوپ می‌رسد را اندازه می‌گیریم، در واقع انرژی را می‌سنجیم که از جو زمین گذشته است، یعنی جو زمین بخشی از نور را جذب کرده است. این بخش همواره یکسان

جدول ۱.۴ رابطه میان  $B - V$ ، قدرمطلق  $M_V$  و  $U - B$  برای ستارگان رشته اصلی

$U - B$	$M_V$	$B - V$
رشته اصلی	رشته اصلی	
-۱.۰۸	-۴.۰	-۰.۳۰
-۰.۷۱	-۱.۶	-۰.۲۰
-۰.۳۲	-۰.۴	-۰.۱۰
۰.۰۰	+۰.۶	۰.۰
+۰.۱۰	+۱.۴	+۰.۱۰
+۰.۱۱	+۲.۱	+۰.۲۰
+۰.۰۷	+۲.۷	+۰.۳۰
+۰.۰۱	+۳.۳	+۰.۴۰
+۰.۰۳	+۴.۰	+۰.۵۰
+۰.۱۳	+۴.۶	+۰.۶۰
+۰.۲۶	+۵.۲	+۰.۷۰
+۰.۴۳	+۵.۸	+۰.۸۰
+۰.۶۳	+۶.۳	+۰.۹۰
+۰.۸۱	+۶.۷	+۱.۰۰
+۰.۹۶	+۷.۱	+۱.۱۰
+۱.۱۰	+۷.۵	+۱.۲۰
+۱.۲۲	+۸.۰	+۱.۳۰

نیست زیرا ما ستارگان مختلف را در مکانهای متفاوت در آسمان مشاهده می‌کنیم، و حتی یک ستاره را در زمانهای مختلف سال و در مدت شب در مکانهای مختلف آسمان رصد می‌کنیم. با توجه به فاصله سمت‌الرأس  $z$  ستاره، طول مسیر باریکه نور ناشی از ستاره در جو متفاوت است، شکل ۲.۴، به معنی آن است که مقادیر مختلف نور در عبور از جو جذب می‌شود. اگر بخواهیم مقدار انرژی که به جو زمین می‌رسد را بدانیم — یعنی کمیتی که واقعاً اطلاعاتی در باره ستارگان در اختیارمان می‌گذارد — باید تصحیح مربوط به جذب در جو، یعنی آنچه که اصطلاحاً خاموشی جو خوانده می‌شود، را اندازه بگیریم.

به واسطه تضعیف در جو زمین، مقدار نور به اندازه‌ای متناسب با شدت  $I_\lambda$  برای باریکه با طول موج  $\lambda$  کاهش می‌یابد. (هرچه تعداد فوتونهایی که از جو می‌گذرند بیشتر باشد، احتمال اینکه یکی از



شکل ۲.۴ نور ستاره با زاویه  $z$  نسبت به جهت سمت الرأس (درست بالای سر) وارد جو می‌شود. نور در مسیر  $s$  جذب می‌شود. هرچه  $s$  طولانیتر باشد. نور بیشتری جذب می‌شود.

آنها به یک اتم برخورد کند و جذب شود بیشتر می‌شود. هرچه طول مسیر در جو بیشتر باشد، احتمال جذب فوتون زیادتر می‌شود. همین‌طور اگر اتمها از نوعی باشند که نور با طول موج  $\lambda$  را جذب می‌کنند، احتمال جذب زیاد می‌شود. ویژگیهای اتمها را که به جذب نور با طول موج  $\lambda$  مربوط می‌شود را با ضریب جذب  $\kappa_\lambda$  در سانتی‌متر بیان می‌کنند، که ممکن است به طول موج  $\lambda$  بستگی شدید داشته باشد. بنابراین، متوجه می‌شویم که تغییر شدت  $dI_\lambda$  در امتداد جزء مسیر  $ds$  عبارت است از

$$dI_\lambda = -\kappa_\lambda \cdot I_\lambda ds \quad (5.4)$$

با تقسیم بر  $I_\lambda$  و به خاطر داشتن اینکه  $d(\ln I_\lambda) = dI_\lambda/I_\lambda$  به دست می‌آوریم

$$d(\ln I_\lambda) = -\kappa_\lambda ds = -d\tau_\lambda \quad (6.4)$$

در اینجا عمق اپتیکی  $\tau_\lambda$  را به صورت زیر تعریف کرده‌ایم

$$d\tau_\lambda = \kappa_\lambda ds \quad \text{و} \quad \tau_\lambda(s_0) = \int_0^{s_0} \kappa_\lambda ds \quad (7.4)$$

با انتگرال‌گیری دو طرف معادله (۶.۴) از  $0$  تا  $s$  به دست می‌آوریم

$$\Delta(\ln I_\lambda) = \ln I_\lambda(s) - \ln I_\lambda(0) = -\int_0^s \kappa_\lambda ds = -\int_0^{\tau_\lambda(s)} d\tau_\lambda = -\tau_\lambda(s) \quad (8.4)$$

که  $\tau_\lambda$  عمق اپتیکی متغیر در مسیر  $s$  است.

با گرفتن نمای دو طرف رابطه بالا خواهیم داشت

$$I_{\lambda}(s) = I_{\lambda}(0) e^{-\tau_{\lambda s}(s)} \quad (9.4)$$

عمق اپتیکی در امتداد مسیر نور  $\tau_{\lambda s}$ ، همان طور که در شکل ۲.۴ دیده می شود، به فاصله سمت الرأس  $z$  بستگی دارد. متوجه می شویم که  $\cos z = t/s = dt/ds$  یا

$$ds = \frac{dt}{\cos z} = \sec z dt \quad (10.4)$$

بنابراین نتیجه می گیریم که

$$\tau_{\lambda s} = \int_0^s \kappa_{\lambda} ds = \sec z \int_0^t \kappa_{\lambda} dt = \sec z \tau_{\lambda t} \quad (11.4)$$

که  $\tau_{\lambda s}$  عمق اپتیکی است که به صورت عمودی در جو اندازه گرفته می شود. می توانیم معادله (۹.۴) را به صورت زیر بنویسیم

$$I_{\lambda}(s, z) = I_{\lambda}(0) e^{-\sec z \tau_{\lambda t}} \quad (9.4 \text{ الف})$$

که  $\tau_{\lambda t}$  اکنون مستقل از  $z$  است.

$\tau_{\lambda t}$  عمق اپتیکی جو در طول موج  $\lambda$  است و معمولاً به صورت  $\tau_{\lambda}$  نوشته می شود.

برای اینکه شدت در بالای جو زمین را از  $I_{\lambda}(s, z)$  به دست آوریم باید  $\tau_{\lambda}$  را، که ممکن است به شدت تابع طول موج  $\lambda$  باشد، بدانیم.

معمولاً می توان  $\tau_{\lambda}$  را با دو اندازه گیری  $I_{\lambda}(s, z)$  که دو معادله برای دو مجهول  $\tau_{\lambda}$  و  $I_{\lambda}(0)$  می دهد به دست آورد. اگر  $I_{\lambda 1} = I_{\lambda}(z_1, s)$  شدت در فاصله سمت الرأس  $z_1$  و  $I_{\lambda 2}$  شدت در

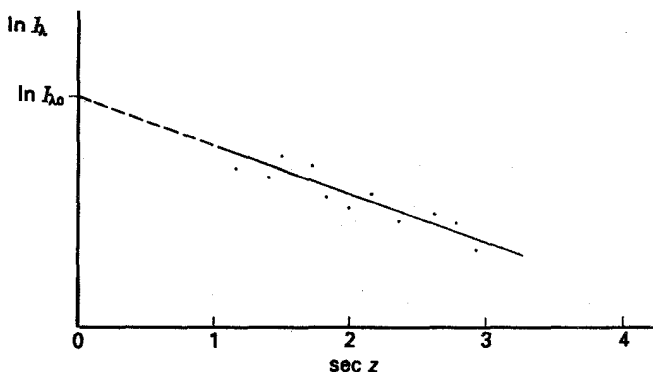
فاصله سمت الرأس  $z_2$  باشد. با توجه به معادله (۹.۴ الف) خواهیم داشت

$$\ln I_{\lambda 1} - \ln I_{\lambda 2} = -\tau_{\lambda}(\sec z_1 - \sec z_2)$$

و

$$\tau_{\lambda} = \frac{\ln I_{\lambda 1} - \ln I_{\lambda 2}}{(\sec z_2 - \sec z_1)} \quad (12.4)$$

چون همواره خطاهای اندازه گیری وجود دارد، بهتر است اندازه گیریهای زیاد انجام و نتیجه در نموداری مانند شکل ۳.۴ رسم شود. از خط با بهترین برازش به دست می آوریم



شکل ۳.۴ لگاریتم شدت اندازه‌گیری شده  $I_\lambda$  بر حسب  $\sec z$  رسم شده است. خط با بهترین برازش را می‌توان تعیین کرد. محل برخورد این خط با محور  $\ln I_\lambda$  لگاریتم شدت در بالای جو زمین،  $I_{\lambda_0}$ ، را می‌دهد.

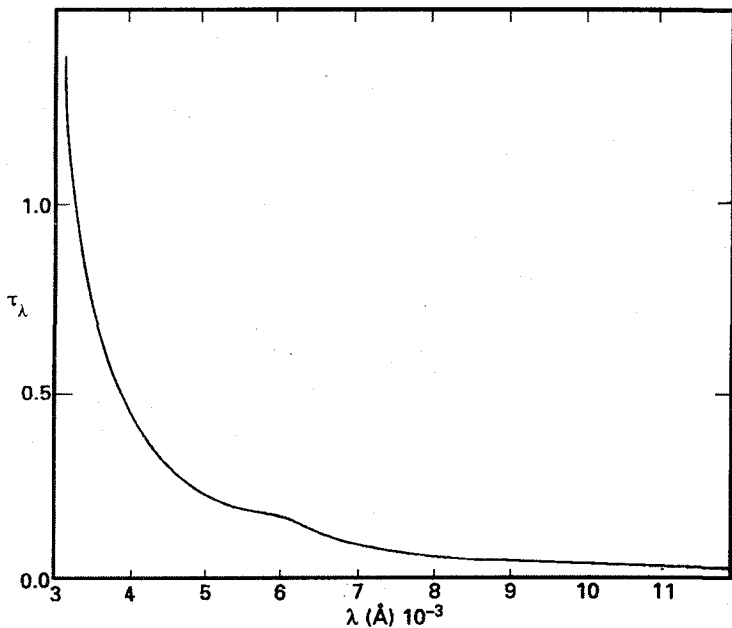
$\ln I_\lambda = \ln I_{\lambda_0} - \sec z \cdot \tau_\lambda$  (در اینجا به جای  $I_\lambda$  نوشته ایم  $I_\lambda$ ). شیب خط را که  $\tau_\lambda$  و  $I_{\lambda_0}$  تعیین می‌کند می‌توان با برونابی خط با بهترین برازش به  $\sec z = 0$  روی محور  $I_\lambda$  خواند (مهم نیست که  $\sec z = 0$  در واقع وجود ندارد: این یک راه مناسب برای تعیین  $I_{\lambda_0}$  است).

در واقع شکل ۲.۴ وضعیت را بسیار ساده کرده است، زیرا سطح زمین تخت و موازی نیست، به علاوه باریکه نور به واسطه شکست در جو خم می‌شود. این اثرها باعث می‌شود که  $\tau_\lambda / T_{\lambda_0} \neq \sec z$  نسبت واقعی جرم هوا نامیده می‌شود. برای  $\sec z < 2$  اختلاف در رقم سوم پس از ممیز و در اغلب موارد ناچیز است.

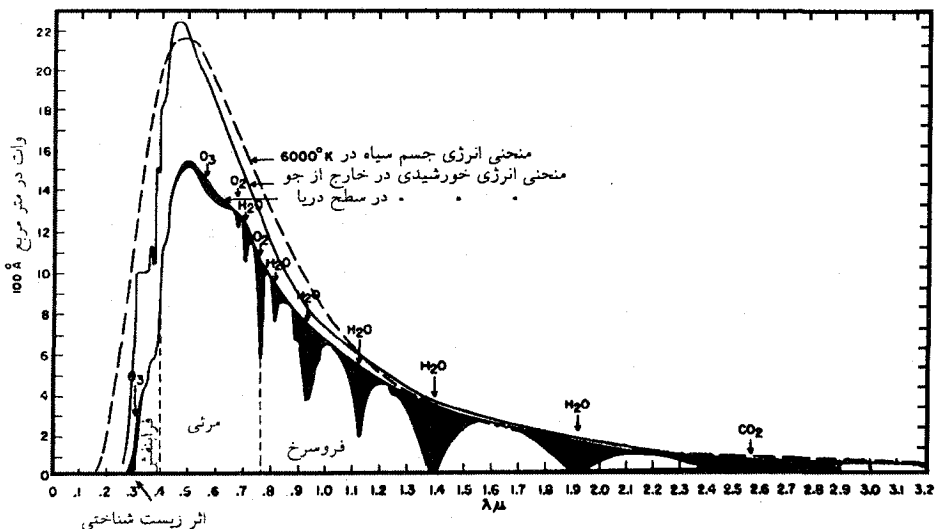
باید توجه داشت که رابطه بالا فقط برای طول موج معین با  $\tau_\lambda$  مشخص به کار می‌رود. نمی‌توان آن را در مورد نوار پهن طول موج با  $k_\lambda$  متغیر به کار برد. شکل‌های ۴.۴ و ۵.۴ تغییرات کلی جذب در جو بر حسب طول موج را نشان می‌دهد. در محدوده نوارهای مولکولی پهن در شکل ۵.۴، که عمدتاً به واسطه جذب توسط مولکولهای آب در جو به وجود می‌آیند، در واقع خط‌های باریک بسیار داریم. تغییرات واقعی  $k_\lambda$  با  $\lambda$  بسیار شدیدتر است. اگر از روش بالا برای تعیین میانگین  $\tau_\lambda$  در این مناطق طول موج استفاده کنیم، مقادیر غلطی را برای  $I_{\lambda_0}$  به دست می‌آوریم.

با توجه به (۹.۴ الف)، ضریب تصحیح برای شدت اندازه‌گیری شده  $e^{-\sec z \cdot \tau_\lambda}$  است. فرض کنید وقتی ستاره ۱ در سمت الرأس  $z_1$  است  $I_{\lambda_0}(1) \cdot e^{-\sec z_1 \cdot \tau_\lambda}$  و برای ستاره ۲، اکنون مقدار زیر را تعیین می‌کنیم

$$\frac{I_{\lambda_0}(1)}{I_{\lambda_0}(2)} = \frac{I_\lambda(1) \cdot e^{\sec z_1 \cdot \tau_\lambda}}{I_\lambda(2) \cdot e^{\sec z_2 \cdot \tau_\lambda}} = \frac{I_\lambda(1)}{I_\lambda(2)} \cdot e^{(\sec z_1 - \sec z_2) \cdot \tau_\lambda} \quad (۱۳.۴)$$



شکل ۴.۴ عمق اپتیکی  $\tau_\lambda$  جو زمین برای جذب پیوسته بر حسب  $\lambda$  نشان داده شده است.



شکل ۵.۴ توزیع انرژی اندازه‌گیری شده برای خورشید، یعنی مقدار تابشی که بر روی زمین از خورشید دریافت می‌داریم، بر حسب طول موج تابش. نواحی سیاه نشانگر مقدار تابشی است که نوارهای مولکولی بخار آب و اکسیژن گرفته‌اند. توزیع انرژی در بالای جو زمین نیز نشان داده شده است. همین‌طور توزیع انرژی یک جسم سیاه در دمای  $6000^\circ\text{K}$  را نیز نشان داده‌ایم که بر توزیع انرژی خورشید به خوبی می‌برازد.

اگر  $\bar{\tau}_{\lambda 1} = \bar{\tau}_{\lambda 2} = \bar{\tau}_{\lambda}$  اگر  $\bar{\tau}_{\lambda}$  را به درستی تعیین نکرده باشیم، خطا وقتی کمینه می شود که  $z_1$  حتی الامکان به  $z_2$  نزدیک باشد. اگر  $z_1 = z_2$  باشد، خطا صفر می شود. همین طور اگر  $z_1$  و  $z_2$  کوچک انتخاب شوند، حتی کمتر می شود زیرا  $\sec z_1$  و  $\sec z_2$  و تفاضل آنها، حتی اگر  $z_1 \neq z_2$  باشد، کوچک می شود.

اگر ستارگان با توزیع انرژی متفاوت را در نظر بگیریم، خواهیم داشت  $\bar{\tau}_{\lambda 1} \neq \bar{\tau}_{\lambda 2}$ . در این مورد، حتی اگر  $z_1 = z_2$  باشد، خطاها یکدیگر را خنثی نمی کنند، اما هنوز خطا برای  $z_1 = z_2$  و  $\sec z$  کوچک است.

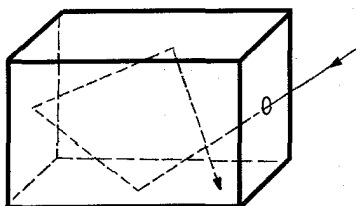
## ۴.۴ جسم سیاه

### ۱.۴.۴ تعریف جسم سیاه

اگر ستارگان دارای رنگهای متفاوت اند، پس این رنگ باید اطلاعاتی در باره سرشت ستارگان و تفاوت آنها در اختیارمان بگذارد. برای اینکه اطلاعاتی در مورد معنای ممکن این رنگها به دست آوریم، باید رنگ ستارگان را با رنگ اجسام شناخته شده بر روی زمین مقایسه کنیم. اگر ستارگان را با هر جسم رنگین بر روی زمین مقایسه کنیم، چیزی دستگیرمان نخواهد شد، بلکه به نوعی چشمه نور ایده آل نیازمندیم که ویژگیهای آن فقط تابع یک پارامتر باشد. این چشمه همان "جسم سیاه" است، که تابش آن فقط تابع دماست.

چه چیزی یک جسم سیاه است؟ یک جسم را می توان سیاه نامید اگر در نور روز سیاه به نظر برسد، این بدان معنی است که جسم هیچ پرتو نوری که وارد چشم ما شود گسیل نمی دارد. نوری که چشمان ما از اجسامی که در نور روز سیاه به نظر نمی رسند دریافت می کند، معمولاً نوری نیست که این اجسام گسیل می دارند، بلکه نور خورشیدی است که این اجسام بازتابانده اند. نور خورشید زرد به نظر می رسد. اغلب اجسام روی زمین زرد نیستند، اگرچه ما نور خورشیدی را که از آنها بازتابیده است می بینیم. تفاوت رنگ ناشی از آن است که هر جسم بخشی از نوری که به آن می رسد را جذب می کند، و فقط بخشی که جذب نشده است بازتابیده می شود. اگر طول موجهای آبی بیشتر جذب شوند، جسم سرخ تر از خورشید به نظر می رسد، اگر طول موجهای سرخ به شدت جذب شوند، جسم آبی تر به نظر می آید. اگر همه طول موجها به شدت جذب شوند، نوری باقی نمی ماند که به چشم ما بازتابد و جسم سیاه به نظر می رسد. بنابراین جسم سیاه را جسمی تعریف می کنیم که همه نوری را که به آن می تابد جذب کند. این بدان معنی نیست که جسم سیاه باید همواره سیاه به نظر برسد. یک جسم سیاه می تواند خودش تابش تولید کند، بنابراین حتی با جذب تمام نوری که





شکل ۶.۴ جسم سیاه با ایجاد یک سوراخ کوچک در یک جعبه محقق می‌شود. نوری که از این سوراخ وارد جعبه شود بازتابهای متوالی می‌یابد و نمی‌تواند قبل از جذب در دیواره‌ها از سوراخ خارج شود. برای جسم سیاهی که در فیزیک تعریف می‌شود، باید دیواره‌ها را به خوبی از محیط اطراف مجزا سازیم و آن را مدتی طولانی به حال خود بگذاریم تا در جعبه تعادل ترمودینامیکی برقرار شود.

از چشمهای دیگر نور به آن می‌تابد، می‌تواند به روشنی بدرخشد. صفحه داغ نیز یک جسم تقریباً سیاه است. زیرا همه نوری را که به آن می‌رسد جذب می‌کند، اما بدون شک سیاه به نظر نمی‌رسد. وقتی یک صفحه داغ را با درجه "کم" روشن می‌کنید می‌بینید که ابتدا سرخ تیره است، وقتی درجه آن را بالا می‌برید درمی‌یابید که روشنتر و زردتر می‌شود؛ اگر باز هم داغتر شود، روشنتر و آبی‌تر می‌شود. در این مثال، می‌بینیم که رنگ چنین جسم تقریباً سیاهی اطلاعاتی در مورد دمای آن در اختیارمان می‌گذارد.

چگونه می‌توانیم یک جسم سیاه ایده‌آل، یعنی جسمی که همه تابشی را که به آن می‌تابد جذب کند، به وجود آوریم؟ بهترین راه انجام این کار ایجاد سوراخی در یک جعبه است، شکل ۶.۴. باریکه نوری که به این سوراخ بتابد به دیواره جعبه برخورد می‌کند و باز می‌تابد، ممکن است دیواره بخشی از آن را جذب کند. بخش بازتابیده به دیواره دیگر می‌خورد و بخشی از آن جذب و بخش دیگر بازتابیده می‌شود، الی آخر. احتمال اینکه حتی کسر کوچکی از نور فرودی از سوراخ خارج شود بسیار اندک و هرچه سوراخ کوچکتر باشد کمتر است. سوراخ در واقع یک جسم سیاه است. در واقع، پنجره‌های ساختمان تقریباً یک جسم سیاه هستند؛ وقتی از بیرون به پنجره‌ها نگاه می‌کنید، سیاه به نظر می‌رسند، مگر اینکه یک چشمه نور مانند یک لامپ روشن در داخل جسم سیاه بگذارید، که در این صورت جسم سیاه تابش خود را گسیل می‌کند.

اگر این جسم سیاه را از محیط اطراف کاملاً جدا کنیم و مدت زیادی به حال خود بگذاریم درون جعبه، شکل ۶.۴، به تعادل می‌رسد، یعنی هیچ چیز در داخل آن بر حسب زمان یا مکان تغییر نمی‌کند. فرض می‌گیریم که جعبه به تعادل ترمودینامیکی رسیده است. در فیزیک فقط وقتی

جعبه‌ای با یک سوراخ را جسم سیاه می‌نامیم که به تعادل ترمودینامیکی رسیده باشد. این در تعریف جسم سیاه گنجانده شده است.

#### ۲.۴.۴ تابش یک جسم سیاه

برای یک جسم سیاه می‌توانیم تابش خروجی از سوراخ را اندازه بگیریم، این تابشی است که خود جسم سیاه، به واسطه‌ی گاز داخل آن یا دیواره‌های داخلی جعبه، گسیل کرده است. برای تابش این جسم سیاه در حالت تعادل ترمودینامیکی، می‌توانیم تابش خروجی از سوراخ را بدون توجه به ماده‌ی جعبه و گاز داخل آن اندازه بگیریم. هر نوع جعبه‌ای را که در نظر بگیریم، پس از رسیدن به تعادل ترمودینامیکی اگر دما ثابت باشد، تابش همواره یکسان است، اما با تغییر دمای جسم سیاه، تابش تغییر می‌کند. تغییر مشابه چیزی است که در صفحه‌ی داغ با افزایش دما مشاهده می‌کنیم. برای دماهای بالاتر، تابش بیشتری که آبی به نظر می‌رسد گسیل می‌شود. از اندازه‌گیریهای تابش جسم سیاه درمی‌یابیم که کل تابشی که جسم سیاه با انرژی  $E$  در سانتی‌متر مربع در ثانیه در تمام جهتها گسیل می‌کند با توان چهارم دما متناسب است، یعنی

$$E = \sigma T^4 = \pi F \quad (۱۴.۴)$$

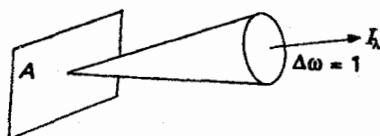
$\sigma$  ثابت استفان-بولتزمن برابر است با  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$ ،  $F$  شار نامیده می‌شود. معادله‌ی (۱۴.۴) قانون استفان-بولتزمن است.

#### ۳.۴.۴ توزیع طیفی انرژی

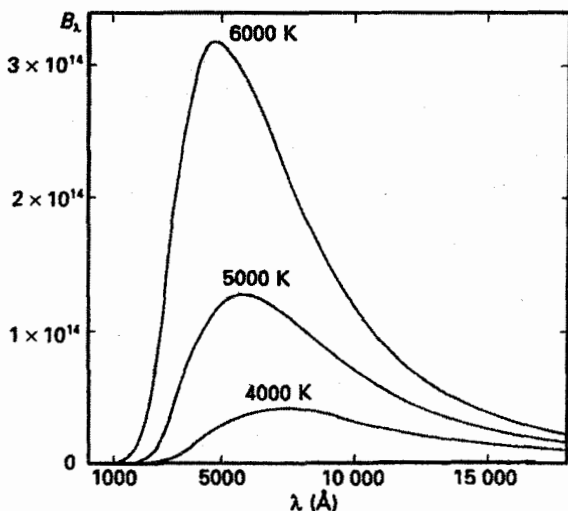
اگر مقدار انرژی‌ای را که در بازه‌ی طول موج  $1 \text{ cm}$  در جهت عمود بر سطح سوراخ از مخروطی با زاویه‌ی فضایی  $\Delta\omega = 1$  خارج می‌شود را بر سطح سوراخ تقسیم کنیم، شدت  $I_\lambda$  به دست می‌آید (نگاه کنید به شکل ۷.۴).

شکل ۸.۴ رابطه‌ی شدت تابش خروجی از اجسام سیاه در دماهای مختلف با طول موج را نشان می‌دهد.

البته، نمی‌توانیم دماهای  $6000 \text{ K}$  را در آزمایشگاه تولید کنیم، زیرا هر جعبه‌ای که از مواد مختلف بسازیم در این دماها ذوب می‌شود، اما می‌توانیم قانون توزیع شدت را از اندازه‌گیریهای انجام شده در دماهای کمتر به دست آوریم، و آن را برای محاسبه‌ی توزیع انرژی در دماهای بالاتر به کار ببریم. به خاطر دارید که این قانون تابش جسم سیاه مشاهده شده بود که باعث شد ماکس پلانک



شکل ۷.۴ انرژی گسیل شده از سطح  $A$  برابر  $1\text{ cm}^2$  به ازای نوار طول موج  $\Delta\lambda = 1$ ، عمود بر  $A$  و در مخروطی با گشودگی  $\Delta\omega = 1$  را شدت  $I_\lambda$  می‌نامیم. برای یک جسم سیاه، تابع پلانک  $I_\lambda = B_\lambda$  است که از رابطه (۱۵.۴) به دست می‌آید.



شکل ۸.۴ شدت  $I_\lambda = B_\lambda$  بر حسب طول موج  $\lambda$  برای اجسام سیاه با دماهای مختلف  $T$  که بر روی منحنیها مشخص شده است.

کوانتومهای نور را کشف کند.

برای یک جسم سیاه شدت  $I_\lambda = B_\lambda$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$I_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} = B_\lambda = \text{تابع پلانک} \quad (15.4)$$

که در آن  $c$  سرعت نور،  $k$  ثابت بولتزمن، و  $h$  ثابت پلانک است. بدیهی است که ما شدت را در نوار طول موج  $1\text{ cm}$  اندازه نمی‌گیریم، زیرا شدت در این نوار بسیار پهن زیاد تغییر می‌کند، بلکه شدت را در نوار باریک طول موج  $\Delta\lambda$  اندازه می‌گیریم و سپس انرژی اندازه‌گیری شده را بر طول موج  $\Delta\lambda$  تقسیم می‌کنیم. البته اگر عرض نوار زیاد شود، انرژی دریافتی افزایش می‌یابد.

## ۴.۴.۴ قانون جابه‌جایی وین

توزیع شدت یک جسم سیاه که از (۱۵.۴) به دست می‌آید دارای یک ویژگی بسیار مهم است. همان‌طور که شکل ۸.۴ نشان می‌دهد در دماهای بالاتر بیشینه به طول موجهای کوتاه‌تر منتقل می‌شود. از (۱۵.۴) به راحتی می‌توان  $\lambda_{\max}$  را که به ازای آن شدت بیشینه می‌شود به دست آورد. (یعنی طول موج  $\lambda_{\max}$  که برای آن  $dI_{\lambda}/d\lambda = 0$  است) با دمای  $T$  نسبت عکس دارد، به عبارت دیگر،

$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{ثابت} = 0.2897 \text{cm} \cdot \text{درجه} \quad (16.4)$$

اگر طول موج بر حسب سانتی‌متر اندازه‌گیری شود.

معادله (۱۶.۴) روش راحتی را برای تعیین دمای جسم سیاه بدون نیاز به اندازه‌گیری همه توزیع انرژی در اختیارمان می‌گذارد، فقط باید طول موجی را که در آن توزیع انرژی بیشینه است تعیین کنیم. اگر ستارگان مانند یک جسم سیاه تابش می‌کردند، می‌توانستیم بدین طریق دمای آنها را تعیین کنیم.

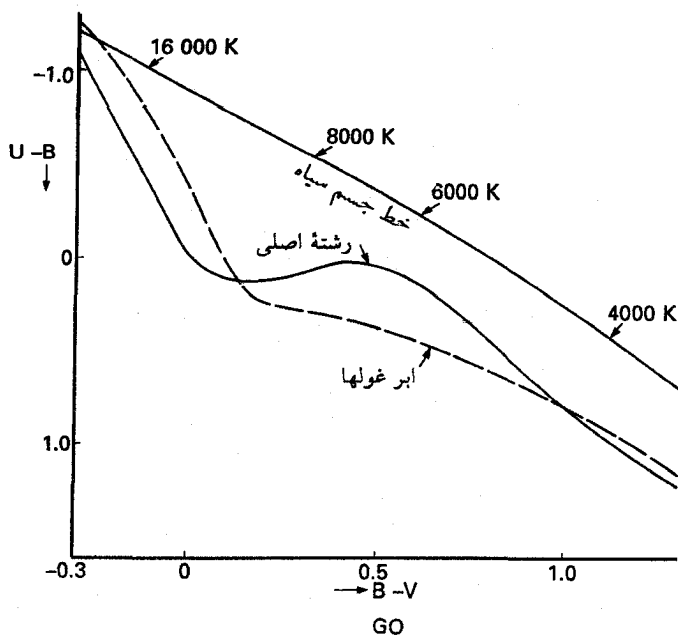
## ۵.۴.۴ رنگهای اجسام سیاه

چون اجسام سیاه با افزایش دما آبی‌تر می‌شوند، پس این تصور به وجود می‌آید که رنگ ستارگان چیزی در باره دمای آنها به ما می‌گوید. ما انتظار داریم که دمای ستارگان آبی بیشتر از ستارگان سرخ باشد زیرا انرژی تابش اجسام سیاه برای دماهای بالاتر به طول موجهای کوتاه‌تر منتقل می‌شود. برای بررسی چگونگی تطبیق رنگ ستارگان با اجسام سیاه در دماهای مختلف باید رنگهای  $B - V$  و  $U - B$  را برای اجسام سیاه با دماهای مختلف تعیین کنیم. یعنی باید قدرهای اجسام سیاه  $U, B$  و  $V$  را تعیین کنیم که به نوبه خود ایجاب می‌کند که روشنایی اجسام سیاه در نوارهای  $U, B$  و  $V$  را با روشنایی وگا مقایسه کنیم. متأسفانه، این کار چندان آسان نیست. برای اینکه توابع تراکسیل یکسانی برای ستاره و جسم سیاه داشته باشیم باید آنها را با دستگاهی یکسان، یعنی تلسکوپ مشاهده کنیم. با تلسکوپ فقط می‌توان تصویرهای واضح از چشمه‌هایی داشت که بسیار دور هستند. بنابراین باید جسم سیاه را در فاصله‌های زیاد بگذاریم که البته آن را نسبتاً کم‌نور می‌سازد.

مسئله مشکل‌آفرین‌تر، تصحیح خاموشی در جو زمین است. باریکه نور از وگا از همه جو می‌گذرد، بنابراین تمام لایه‌های جو با ضریبهای جذب متفاوت در خاموشی سهیم‌اند. برای جسم سیاه، که می‌توانیم در قله کوهی در حوالی خود بگذاریم، فقط لایه‌های پایینی جو باعث خاموشی

می‌شوند. بنابراین، باید رابطه ضریب جذب با ارتفاع جو را بدانیم تا تصحیح لازم برای خاموشی جسم سیاه را انجام دهیم. در حالی که از دیدگاه فیزیکی منطقی‌تر است که از ابتدا روشنایی ستاره‌ای را مستقیماً با اجسام سیاه مقایسه کنیم، اما این موضوع چنان مشکلاتی را به وجود می‌آورد که فی‌نفسه بهتر است ستارگان را با ستارگان مقایسه کنیم. مقایسه نهایی با اجسام سیاه، در مقایسه ذاتی ستارگان بین خودشان تأثیری نخواهد داشت.

اگر بهترین کار ممکن را برای تعیین رنگهای اجسام سیاه انجام دهیم، رنگهای  $B - V$  و  $U - B$  را مطابق نمودار شکل ۹.۴ برای اجسام سیاه به دست می‌آوریم. جدول ۲.۴ اعداد واقعی را نشان می‌دهد. هر نقطه از منحنی جسم سیاه ۹.۴ متناظر با جسم سیاه با دمای معین است که مقدار آن برای چند دما نشان داده شده است. به خاطر داشته باشید که ستارگان با مقادیر مثبت



شکل ۹.۴ رنگهای  $U, B, V$  برای ستارگان "عادی" رشته اصلی در یک نمودار دورنگی نشان داده شده‌اند. برای رنگهای  $B - V$  فزاینده، رنگهای  $U - B$  نیز معمولاً، بجز در گستره  $0.5 < B - V < 1.0$ ، افزایش می‌یابد. همین‌طور رنگهای ابرغولها، فصل ۲.۱، نیز نشان داده شده است که برای آنها رنگهای  $U - B$  همواره با افزایش  $B - V$  زیاد می‌شود. همین‌طور، مقادیر  $U - B$  بر حسب  $V - B$  را برای اجسام سیاه رسم کرده‌ایم. برای  $B - V$  معین، ستارگان تابشی کمتر از اجسام سیاه در ناحیه فرابنفش دارند.

جدول ۲.۴ رنگهای B - V و U - B برای اجسام سیاه با دماهای مختلف، با توجه به داده‌های لاملا (Lamla)، ۱۹۸۲

$T(K)$	U - B	B - V
$\pm 5\%$	$\pm 0.03$	
(۴۰۰۰۰۰)	-۱.۲۲	-۰.۳۰
۲۳۰۰۰	-۱.۱۱	-۰.۲۰
۱۶۰۰۰	-۱.۰۰	-۰.۱۰
۱۲۰۰۰	-۰.۸۸	۰.۰۰
۱۱۱۰۰	-۰.۷۶	+۰.۱۰
۹۵۰۰	-۰.۶۶	+۰.۲۰
۸۱۰۰	-۰.۵۴	+۰.۳۰
۷۲۰۰	-۰.۴۴	+۰.۴۰
۶۵۰۰	-۰.۳۳	+۰.۵۰
۵۹۰۰	-۰.۲۲	+۰.۶۰
۵۴۰۰	-۰.۱۰	+۰.۷۰
۵۰۰۰	+۰.۰۲	+۰.۸۰
۴۶۰۰	+۰.۱۴	+۰.۹۰
۴۳۰۰	+۰.۲۵	+۱.۰۰
۴۰۵۰	+۰.۳۷	+۱.۱۰
۳۸۰۰	+۰.۴۹	+۱.۲۰
۳۶۰۰	+۰.۶۱	+۱.۳۰
۳۴۰۰	+۰.۷۷	+۱.۴۰
۳۲۰۰	+۰.۹۰	+۱.۵۰
۳۱۰۰	+۱.۰۰	+۱.۶۰

B - V از وگا سرخ‌ترند. بنابراین، B - V برای دماهای کمتر افزایش می‌یابد. همین موضوع برای U - B صادق است.

در همین نمودار مقادیر اندازه‌گیری شده برای ستارگان نزدیک وارد شده است. به نظر می‌رسد که این ستارگان روی یک منحنی قرار دارند، که البته با منحنی مربوط به اجسام سیاه تفاوت دارد.

اما، ستارگان با رنگ  $B - V$  معین، تقریباً دارای رنگ  $U - B$  یکسان هستند. هر دو رنگ را یک پارامتر تعیین می‌کند، که هنوز فکر می‌کنیم دماست. به هر حال، قبل از اینکه بتوانیم رابطه‌ای بین رنگهای ستارگان و دمای آنها برقرار کنیم باید فرق بین توزیع انرژی ستاره‌ای و توزیع انرژی جسم سیاه را بدانیم، و متوجه شویم که چرا انرژی ستارگان در نوار  $U$  بسیار کمتر از اجسام سیاه است. این موضوع در جلد دوم بررسی می‌شود که در آن رابطه تابش با جو ستاره‌ای را بررسی می‌کنیم.

## ۵.۴ تابش خورشیدی

درخشانترین ستاره بی‌تردید خورشید است. می‌توانیم مقدار انرژی تابشی دریافتی از خورشید را اندازه بگیریم و آن را مطابق روش بخش پیش برای جذب در جو تصحیح کنیم. اکنون می‌توانیم کل تابش خورشیدی را، به کمک ماهواره‌های بیرون از جو زمین، مستقیماً نیز اندازه بگیریم. ماهواره‌های "آزمایشگاه فضایی<sup>۱</sup>" و "ماموریت ماکزیمم خورشیدی<sup>۲</sup>" (اولین ماهواره‌ای که در مدار تعمیر می‌شود) اندازه‌گیرهای دقیقی از تابش خورشیدی انجام داده‌اند. آنچه به دقت آمده، توزیع انرژی شکل ۵.۴ است. پیوستار توزیع انرژی، که به معنی توزیع انرژی بین خطهای طیفی است، به جسم سیاه در دمای  $6000\text{ K}$  شباهت دارد. انرژی بیشینه‌ای در حوالی  $5000\text{ \AA}$  دارد، که طول موجی است که چشمان ما به آن بیشترین حساسیت را دارد، خوشبختانه این همان طول موجی است که جو زمین نسبت به آن شفاف است.

در واقع، روی هم رفته چقدر انرژی از خورشید دریافت می‌کنیم؟ تابش کلی که به ازای  $1\text{ cm}^2$  در جهت عمود بر باریکه نور در بالای جو زمین دریافت می‌کنیم را ثابت خورشیدی  $S$  می‌نامند. مقدار آن  $S = 1.368 \times 10^6\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  اندازه‌گیری شده است.

چون در زندگی صنعتی ما صحبت چندانی از انرژی خورشید به عنوان چشمه انرژی نمی‌شود، اندکی درنگ می‌کنیم تا متوجه شویم که مقدار آن در واقع چقدر است.

چون ۱ فوت مکعب در حدود  $10^2\text{ cm}^3$  است و چون  $10^7\text{ erg sec}^{-1}$  برابر ۱ وات است، می‌توان نوشت  $10^3 \times 14\text{ وات} \approx S$  وات بر فوت مربع یا  $14\text{ وات} \approx S$  کیلووات بر فوت مربع. اگر مساحت بام اتاق شما در حدود  $200$  فوت مربع باشد و خورشید به طور میانگین ۵ ساعت در روز به آن بتابد، انرژی‌ای در حدود  $140\text{ kW}$  را در هر روز گردآوری می‌کنید. این در واقع صحیح نیست، زیرا خورشید عمود بر بام نمی‌تابد و مقداری جذب در جو صورت می‌گیرد، اما مرتبه بزرگی آن درست است، ولی ممکن است با ضریب ۲ تا ۳ کمتر باشد. این مقدار هنوز بسیار زیاد است و

می‌تواند پاسخگوی نیازهای شما باشد. بدون شک برای یک کارخانه بزرگ صنعتی تابش خورشید بر بام کفایت نمی‌کند. اما مسئله اصلی ما هنوز این است که نمی‌دانیم چگونه ارگهای خورشیدی در یک ثانیه را به طور کارآمد به کیلو وات انرژی الکتریکی تبدیل کنیم. در حال حاضر در این تبدیل، انرژی را با ضریبی بین  $10^0$  تا  $10^6$  از دست می‌دهیم.

## ۶.۴ قدرهای مطلق ستارگان

قدرهای ظاهری هیچ اطلاعی درباره روشنی ذاتی ستارگان، که برای اختر فیزیکدانان بسیار مهمتر از روشنی ظاهری است، در اختیارمان نمی‌گذارد. یک ستاره ممکن است ذاتاً بسیار درخشان باشد و به علت دور بودن بسیار کم‌نور به نظر برسد. اگر بتوانیم این فاصله را تعیین کنیم می‌توانیم تصحیح لازم را انجام دهیم. سپس می‌توانیم تمام ستارگان را در ذهن خود در یک فاصله قرار دهیم و روشنیهای ذاتی آنها را مقایسه کنیم. قدر ستارگان در فاصله  $10^6$  pc یعنی قدرهای مطلق، آنها را با  $M$  نمایش می‌دهند. مجدداً قدرهای مطلق در نورهای مختلف طول موج  $M_B$ ،  $M_V$ ،  $M_U$  است.

وگا در فاصله  $8.4 \text{ pc}$  یعنی نزدیکتر از  $10^6 \text{ pc}$  قرار دارد. اگر در فاصله  $10^6 \text{ pc}$  قرار داشت کم‌نورتر بود. بنابراین قدر ظاهری آن بزرگتر از قدر مطلق آن است:  $0 < (M_V(\text{وگا}))$ . مقدار آن برابر است با  $0.5 = M_V(\text{وگا})$ . باید محاسبه کنیم که اگر وگا در فاصله  $10^6 \text{ pc}$  می‌بود قدر آن چقدر می‌شد و آن را با قدر واقعی آن، یعنی  $0 = m_v$ ، مقایسه کنیم. برای تعیین قدر مطلق باید فاصله  $d$  ستاره را بدانیم

$$\frac{I(10^6 \text{ pc})}{I(d)} = \left( \frac{d}{10^6 \text{ pc}} \right)^2 \quad \text{چون} \quad I \propto \frac{1}{d^2} \quad (17.4)$$

$$M_V = m_v(10^6 \text{ pc})$$

$$M_V - m_v = -2.5[\log I(10^6 \text{ pc}) - \log I(d)]$$

$$= -2.5[2 \log d - 2 \log 10^6 \text{ pc}]$$

$$= -5[\log d[\text{pc}] - 6]$$

$$= -5 \log d[\text{pc}] + 5 \quad (18.4)$$



$m_v - M_v$  را مدول فاصله ستاره می‌نامند زیرا فاصله ستاره آن را تعیین می‌کند.

برای ستارگان با اختلاف منظر  $5'' > \pi$  می‌توانیم  $\pi$  را به دقت تعیین کنیم. بنابراین می‌توانیم فاصله‌ها را به کمک اختلاف منظر تعیین کنیم. برای این ستارگان می‌توانیم قدرهای مطلق  $M_U$ ،  $M_B$  و  $M_V$  را نیز تعیین کنیم.

رنگهای ستاره‌ای در قدرهای مطلق کدام‌اند؟

از ۱۸.۴ می‌بینیم که

$$M_V = m_v - 5 \cdot \log d[\text{pc}] + 5 \quad (19.4)$$

$$M_B = m_B - 5 \cdot \log d[\text{pc}] + 5 \quad (20.4)$$

و

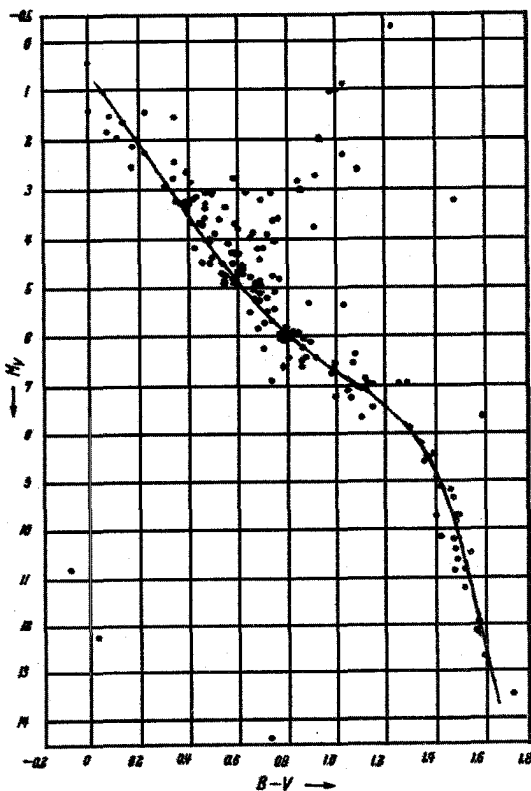
$$M_B - M_V = B - V = m_B - m_v \quad (21.4)$$

یعنی همواره می‌توان رنگها را از روی قدرهای ظاهری تعیین کرد. رنگهای مطلق یکسان‌اند. برای سرخ‌شدن میان ستاره‌ای به فصل ۱۹ رجوع کنید.

## نمودارهای رنگ-قدر

### ۱.۵ نمودارهای رنگ-قدر ستارگان نزدیک

برای ستارگان نزدیک، مثلاً در فاصله  $20 \text{ pc}$ ، می‌توان فاصله‌ها را از اختلاف منظر مثلثاتی تعیین کرد. با بهره‌گیری از قدرهای ظاهری و فاصله می‌توان قدرهای مطلق، یعنی قدرهایی را که اگر ستارگان در فاصله  $10 \text{ pc}$  بودند می‌داشتند، به دست آورد. یعنی برای قدرهای مطلق باید روشنایی ستاره را اگر در فاصله  $10 \text{ pc}$  می‌بود با روشنایی واقعی وگا در فاصله واقعی آن، یعنی روشنایی ظاهری‌اش، مقایسه کنیم. بسیار سازنده است اگر قدرهای مطلق ستارگان را بر حسب رنگهای  $B - V$  آنها رسم کنیم. در شکل ۱.۵ این کار را برای ستارگان نزدیک انجام می‌دهیم. در حالی که ممکن است انتظار داشته باشیم ستارگان با رنگ معین، قدرهای مطلق متفاوت داشته باشند، معلوم شده است که معمولاً چنین نیست. اغلب ستارگان با رنگ  $B - V$  معین، دارای قدر مطلق یکسان‌اند. این ستارگان را رشته اصلی می‌نامند. روشنایی ذاتی و رنگهای این ستارگان را فقط یک پارامتر تعیین می‌کند، زیرا آنها رشته‌ای یک‌بعدی را تشکیل می‌دهند. چنانکه در جلد سوم خواهیم داشت، این پارامتر جرم ستاره است.



شکل ۱.۵ نمودار رنگ-قدر برای ستارگان نزدیک با توجه به داده‌های جانسون و مورگان (۱۹۵۳) نشان داده شده است. برای مقایسه بهتر با نمودارهای رنگ-قدر بعدی منحنی متوسط برازش‌یافته با چشم برای ستارگان رشته اصلی را به آن افزوده‌ایم.

در حالی که اغلب ستارگان یک رشته را دنبال می‌کنند، اما تعدادی ستاره را مشاهده می‌کنیم که در خارج از آن قرار دارند. به ازای مقدار معین رنگ  $B - V$ ، اغلب این ستارگان دارای روشنایی ظاهری بزرگتر، یعنی قدر مطلق کوچکتر، از ستارگان رشته اصلی هستند. چون ستارگان درخشانتر دارای قدرهای کوچکتر هستند، بنابراین کوچکترین قدر همواره در بالای نمودارهای رنگ-قدر رسم می‌شود. از طرف دیگر، رنگهای  $B - V$  با حرکت به طرف راست نمودارهای رنگ-قدر افزایش می‌یابد. اگر، طبق انتظار ما، که در واقع چنین نیز هست، اگر به واسطه سرخ‌تر شدن اجسام سیاه در دماهای کم رنگهای  $B - V$  در این دماها افزایش یابد، انتظار داریم که در سمت راست نمودار دماها کم شوند.

بیاید دو ستاره با  $B - V$  معین را مقایسه کنیم، که مطابق پیش‌بینی ما، باید دارای دمای یکسان ولی روشنایی متفاوت باشند. برای یک دمای معین تابش جسم سیاه به ازای هر سانتی‌متر مکعب چنانکه در فصل قبل دیدیم به صورت  $T^4$  افزایش می‌یابد. برای دمای معین تابش کل یک جسم سیاه در هر سانتی‌متر مربع همواره یکسان است. برای یک دمای معین، تابش جسم سیاه به ازای هر سانتی‌متر مکعب، چنانکه در فصل قبل دیدیم، به صورت  $T^4$  افزایش می‌یابد. بنابراین، کل تابش به ازای هر سانتی‌متر مربع در دمای معین همواره ثابت است. اگر رنگهای  $B - V$  ستارگان معیاری از دما باشد، پس ستارگان دارای  $B - V$  معین باید مقدار انرژی ثابتی را به ازای هر سانتی‌متر مربع تابش کنند. پس اگر تابش ستارگان مانند اجسام سیاه باشد، کل تابش آنها، که درخشندگی  $L$  نامیده می‌شود، باید برابر مقدار زیر باشد

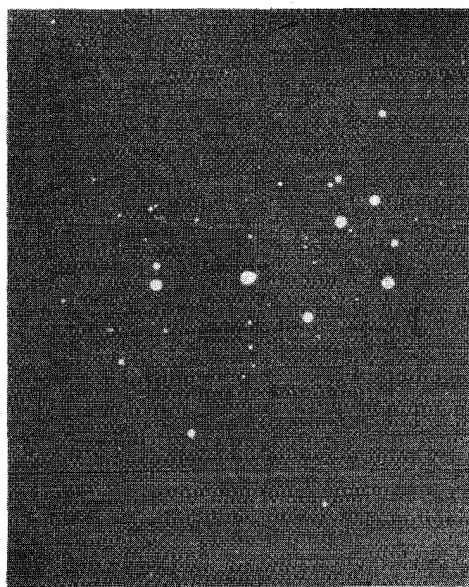
$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (۱.۵)$$

که  $R$  شعاع ستاره و در نتیجه  $4\pi R^2$  مساحت سطح آن است. اگر دو ستاره دارای  $B - V$  معین، مقادیر انرژی بسیار متفاوتی را تابش کنند که با قدر مطلق آنها مشخص می‌شود، نتیجه می‌گیریم که ستاره روشنتر باید دارای مساحت بیشتری باشد، که به معنی بزرگتر بودن آن است. ستارگان روشنتر از ستارگان رشته اصلی را غول می‌نامند. در مقایسه با غولها، ستارگان رشته اصلی را کوتوله می‌نامند. در نجوم، یا غول داریم یا کوتوله و چیزی بین آنها وجود ندارد (بجز شاید زیرغولها؛ نگاه کنید به بخش ۳.۵). اکنون وقتی به ستارگانی می‌نگریم که کم‌نورتر از ستارگان اصلی هستند، می‌دانیم که این ستارگان در صورتی کوچکتر از آنها هستند که دارای همان  $B - V$  ولی تابش کمتر باشند. چون نام "کوتوله" را قبلاً برای ستارگان رشته اصلی به کار برده‌ایم، به دردمر می‌افتیم، چون نمی‌دانیم که آنها را چه بنامیم. اغلب این ستارگان کوچک کم‌نور سفید یا آبی‌رنگ هستند. بنابراین آنها را کوتوله سفید می‌نامند. البته همه آنها واقعاً سفید نیستند، بعضی از آنها آبی‌رنگ و تعدادی سرخ هستند. بنابراین دارای "کوتوله‌های سفید" آبی (یا داغ) و نسبتاً سرخ (یا خنک) هستیم که تا اندازه‌ای گیج‌کننده است. اما، مانند همیشه در نجوم، این یک سنت قدیمی است و تغییر نامها باعث سردرگمی بیشتر می‌شود.

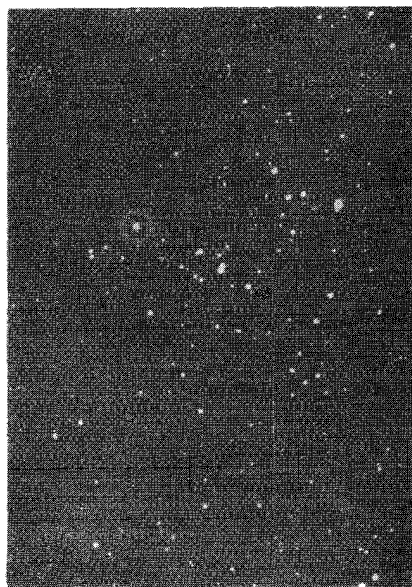
## ۲.۵ نمودارهای رنگ-قدر برای خوشه‌های باز

چون این رشته اصلی یک‌بعدی را برای تمام ستارگان نزدیک مشاهده می‌کنیم، شاید به این فکر بیفتیم که آیا این موضوع برای ستارگان در فاصله‌های زیادتر هم صادق است. اما چگونه می‌توانیم

قدر مطلق آنها را تعیین کنیم؟ خوشبختانه، مادامی که بدانیم ستارگان در یک فاصله هستند، برای رسم نمودار رنگ-قدر نیازی به دانستن فاصله آنها نداریم. می‌توانستیم یک نوع نمودار رنگ-قدر را برای ستارگان نزدیک، با به خاطر داشتن اینکه همه آنها در فاصله  $pc \ 20$  هستند، رسم کنیم. در این صورت همه آنها با ضریب ۴ کم‌نورتر بودند، یعنی قدر آنها به اندازه  $\Delta m = 1.5$  بیشتر می‌شد. کل نمودار به اندازه قدر ۱.۵ جابه‌جا می‌شد، اما تغییر دیگری نمی‌کرد. اگر گروهی از ستارگان را داشته باشیم که در یک فاصله هستند، بدون توجه به اینکه این فاصله چیست؟ می‌توانیم قدرهای ذاتی آنها را مقایسه کنیم فاصله ناشناخته فقط باعث جابه‌جایی کل بستگی قدر به فاصله به طرف بالا یا پایین می‌شود، اما این جابه‌جایی برای تمام ستارگان با فاصله یکسان برابر است. گروههایی از ستارگان در آسمان قابل مشاهده‌اند که می‌توان دید در فاصله یکسان هستند، اینها خوشه‌های ستاره‌ای‌اند. معروفترین آنها را که می‌توان با چشم غیرمسلح دید خوشه پروین است. تصویری از این خوشه در شکل ۲.۵ (الف) نشان داده شده است. قرار گرفتن این تعداد زیاد ستارگان در فاصله نزدیک از هم نمی‌تواند تصادفی باشد. اغلب این ستارگان با یکدیگر ارتباطی نزدیک دارند و در واقع یک خوشه ستاره‌ای را تشکیل می‌دهند. همه آنها باید در یک فاصله باشند. تفاوت قدرهای ظاهری این ستارگان نیز باید ناشی از اختلاف قدرهای مطلق آنها باشد. شکل ۳.۵ نمودار

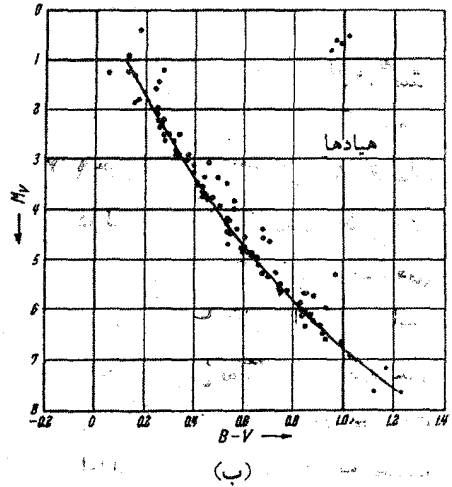
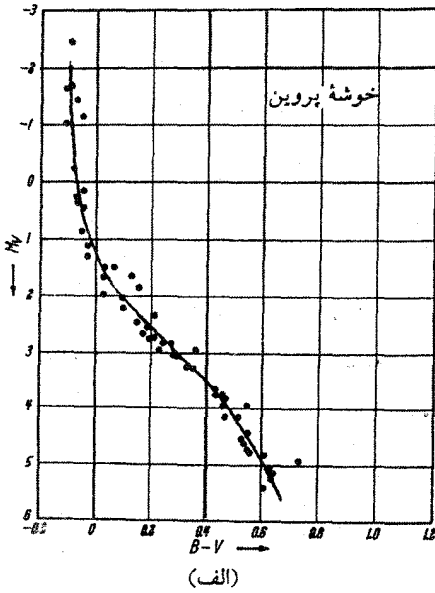


(الف)



(ب)

شکل ۲.۵ عکسهای خوشه‌های معروف، پروین (الف) و اشتزان ماده (ب)، در صورت فلکی ثور.

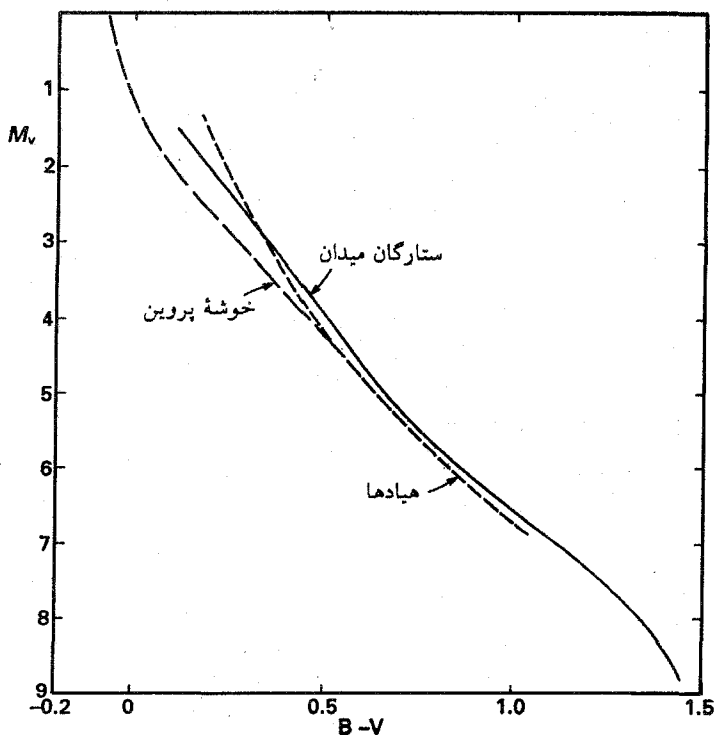


شکل ۳.۵ نمودارهای رنگ-قدر مطلق برای ستارگان خوشه پروین (الف) و اشتران ماده (ب) با توجه به داده‌های آرپ<sup>۱</sup> (۱۹۵۸)، از مدول فاصله ۵٫۳ استفاده شده است. برای اشتران ماده با استفاده از مدول فاصله، به طور متوسط  $m_V - M_V = ۳٫۰۸$  اکنون مدولهای فاصله با قدر ۲٫۰ بزرگتر را مناسبتر می‌دانند.

برای مقایسه بهتر رشته‌های اصلی متفاوت منحنی میانگین برازش‌یافته با چشم را اضافه کرده‌ایم.

رنگ-قدر بر حسب قدر مطلق را برای ستارگان خوشه پروین نشان می‌دهد. باز هم بیشتر ستارگان در امتداد یک رشته، احتمالاً همان رشته‌ای که در شکل ۱.۵ دیدیم، قرار دارند. اما، رشته پروین باید به میزان  $m_V - M_V \approx ۵٫۳$  به قدرهای کوچکتر منتقل شود. در شکل ۲.۵ (ب) تصویر خوشه مشهور دیگر، اشتران ماده، در شکل ۳.۵ (ب) نمودار رنگ-قدر برای این خوشه نشان داده شده است. اختلاف میان  $m_V$  برای یک  $B - V$  ی معین در اشتران ماده و  $M_V$  برای ستارگان نزدیک برابر است با  $m_V - M_V = ۳٫۳$ .

به هر حال، تفاوتی میان نمودارهای رنگ-قدر مختلف نسبت به آبی‌ترین ستاره مشاهده می‌شود. در اشتران ماده می‌توانیم ستارگانی را ببینیم که مثلاً بسیار آبی‌تر از ستارگان اشتران ماده‌اند. اگر بخشهای پایینتر رشته‌های اصلی را مطابق شکل ۴.۵ روی هم بگذاریم، بخش آبی رشته اصلی برای اشتران ماده به قدرهای کوچکتر یا ستارگان ذاتاً درخشانتر امتداد می‌یابد.

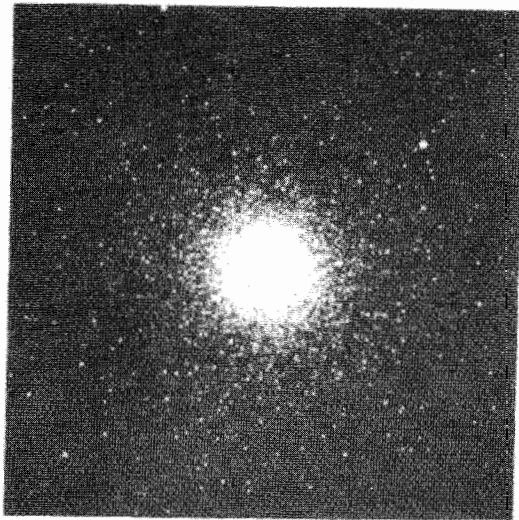


شکل ۴.۵ برای ستارگان در حوزه‌های نزدیک و برای خوشه‌های پروین و اشتران ماده میانگین با برازش چشمی در شکل‌های ۱.۵ و ۳.۵ را همراه با نمودار رنگ-قدر رسم کرده‌ایم. اگر مدولهای فاصله اشتران ماده و پروین ۲۰٪ افزایش یابد، برازش بهتری به دست می‌آید. در انتهای با درخشندگی زیاد، به علت تفاوت میانگین حوزه‌های ستارگان اشتران ماده و پروین، رشته‌های اصلی واگرا می‌شوند. برای بحث بیشتر به جلد سوم مراجعه کنید.

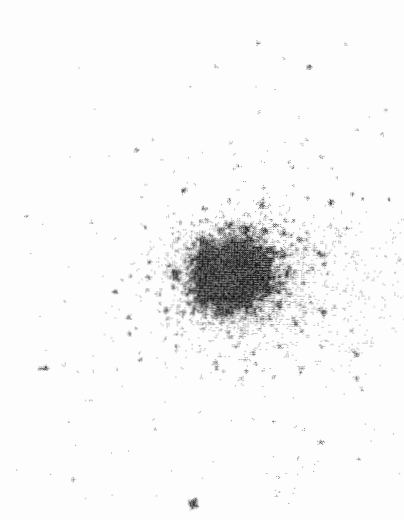
اگر نمودارهای رنگ-قدر تعداد زیادی از خوشه‌های باز را روی هم بگذاریم، متوجه گروه دیگری از ستارگان می‌شویم که حتی از غولها روشنتر هستند. این ستارگان بسیار درخشان ستارگان بسیار بزرگی هستند که ابرغول نامیده می‌شوند.

### ۳.۵ نمودارهای رنگ-قدر برای خوشه‌های گویسان

تاکنون فقط خوشه‌های با ستارگان آبی نسبتاً درخشان را بررسی کردیم. می‌توانیم ستارگان مختلف در این خوشه‌ها را به راحتی از هم تمیز دهیم. این خوشه‌ها را باز می‌نامیم. خوشه‌های دیگری وجود



M3

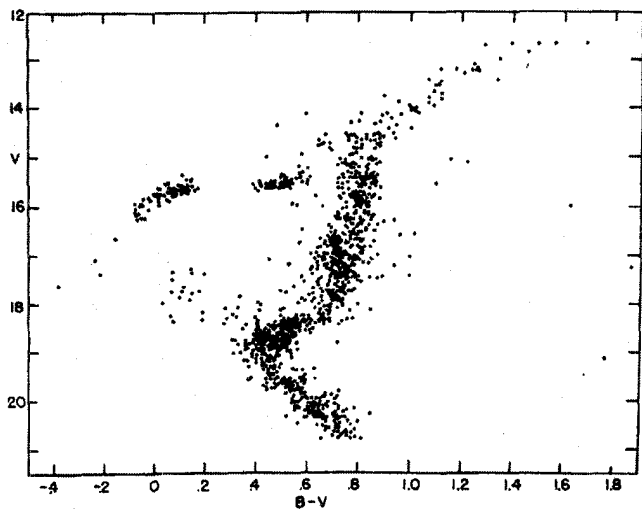
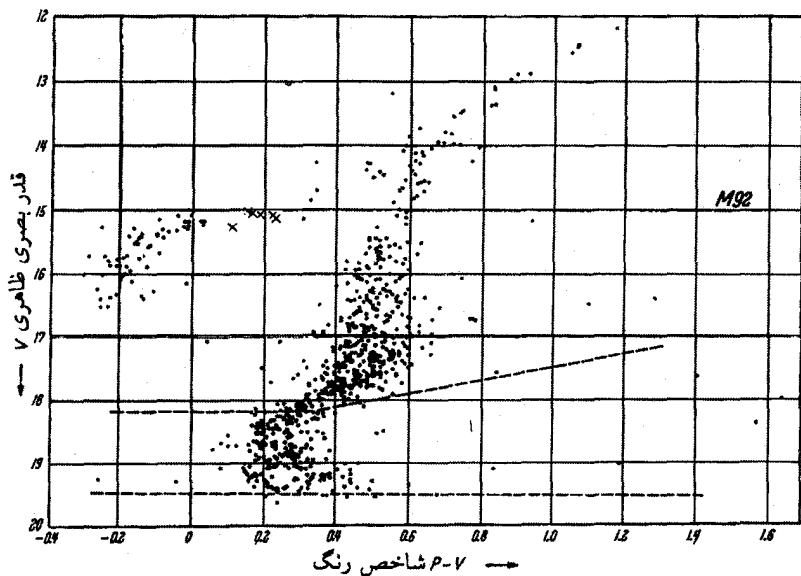


M92 (منفی)

شکل ۵.۵ عکسهای دو خوشه گویسان M3 و M92. با استفاده از اطلاعات سندیخ و والتر<sup>۱</sup> (۱۹۶۶) و کلیتون<sup>۲</sup> (۱۹۸۳) تصاویر مربوط به رصدخانه‌های مونت ویلسون و پالومار هستند.

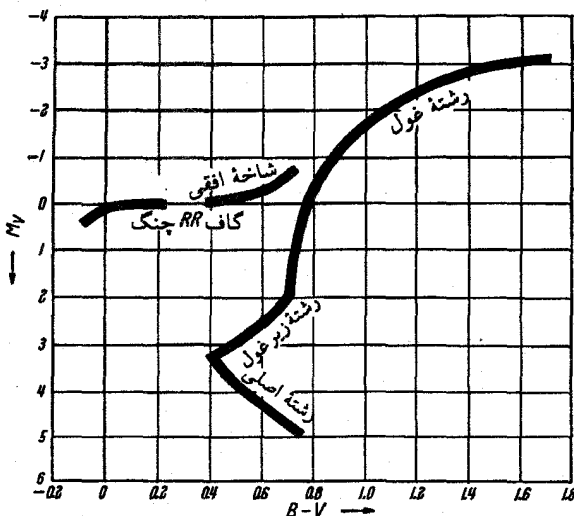
دارند که کاملاً متفاوت به نظر می‌رسند، اینها خوشه‌های گویسان هستند. در شکل ۵.۵ تصویر دوتا از این خوشه‌ها به نام M92 و M3 را نشان داده‌ایم (آنها دارای شماره ۹۲ و ۳ در فهرست ماسیه<sup>۳</sup> برای اجسام سحابی هستند). خوشه‌های گویسان حاوی ۱۰۰۰۰۰۰ - ۱۰۰۰۰۰ ستاره هستند. ستارگان مرکز خوشه را نمی‌توان تفکیک کرد. فقط در بخشهای خارجی خوشه‌ها می‌توان تک‌تک ستارگان را تفکیک کرد. وقتی رنگها و قدرهای این ستارگان اندازه‌گیری شدند در نهایت تعجب مشاهده شد که نمودارهای رنگ-قدر این خوشه‌ها با نمودار مربوط به خوشه‌های باز تفاوت بسیار دارد. شکل ۶.۵ نمودارهای رنگ-قدر خوشه‌های گویسان M92 و M3 را نشان می‌دهد، مشکل بتوان رشته‌ای را یافت که مانند رشته اصلی به نظر برسد. شاخه‌های اصلی شامل دو رشته تقریباً افقی با قدر متفاوت و یک شاخه تقریباً عمودی از ستارگان سرخ است. اما در طرف آبی نمودار یک رشته کوتاه وجود دارد که میل آن با رشته اصلی آن خوشه‌های باز یکسان است، اما هیچ ستاره آبی درخشانی در این خوشه‌ها دیده نمی‌شود. نمودارهای رنگ-قدر سایر خوشه‌های گویسان نیز مشابه است بجز اینکه رشته افقی بالایی همواره متفاوت به نظر می‌رسد و گاهی فقط از یک رشته آبی و بخش کوتاهی در طرف سرخ تشکیل شده است. رشته افقی بالایی را شاخه افقی<sup>۴</sup> (HB)





شکل ۶.۵ نمودار رنگ-قدر ظاهری برای ستارگان خوشه گویسان M92 با توجه به اطلاعات آرب (۱۹۵۸) نشان داده شده است. برای گستره قدر بین خط چینها حوزه به کاررفته از ستارگان درخشان کوچکتر است. P نشانگر عکاسی است.

در نمودار پایین نمودار رنگ-قدر مطلق برای ستارگان در خوشه گویسان M92 نشان داده شده است.



شکل ۷.۵ نمودار کلی رنگ-قدر خوشه‌های گویسان نشان داده شده است. نام شاخه‌های مختلف داده شده است (آرپ ۱۹۵۸).

می‌نامند. رشته افقی پایینی را شاخه زیرغول و رشته تقریباً عمودی شاخه غول سرخ نامیده می‌شود. بخش کوتاه متشکل از رشته ستارگان کم‌نور در نمودار در واقع باقیمانده رشته اصلی است. شکل ۷.۵ نمودار کلی رنگ-قدر یک خوشه گویسان را نشان می‌دهد، که در آن نام شاخه‌های مختلف مشخص شده است.

موضوع اصلی جلد سوم توصیف و درک اختلاف میان نمودارهای رنگ-قدر خوشه‌های باز و گویسان است. برای نظریه تحول ستاره‌ای موفقیتی بزرگ است که می‌توانیم اغلب جزئیات این نمودارها را بفهمیم.

## ۴.۵ اختلاف منظر نورسنجی برای خوشه‌های ستارگان

در بخش ۲.۵ دیدیم که رشته‌های اصلی در نمودارهای رنگ-قدر خوشه‌های باز را می‌توان با یک انتقال عمودی، یعنی فقط با انتقال  $\Delta m_v$ ، روی هم قرار داد. در واقع اگر همه رشته‌های اصلی سازگار باشند، انتظار همین را هم داریم، اما خوشه‌ها در فاصله‌های متفاوت قرار دارند. بنابراین، انتقال عمودی لازم  $\Delta m_v = m_v - M_v$  در واقع مدول فاصله برای هر خوشه است. این مدول

\* بجز برای تصحیح رنگ که سرخ‌شدن بر اثر جذب میان‌ستاره‌ای را خنثی می‌کند (نگاه کنید به فصل ۱۹).

فاصله، چیزی را که از (۲۱.۴) برای فاصله خوشه به دست می‌آید تعیین می‌کند. برای اشتراک ماده با  $m_V - M_V = ۳۲۷$ ، فاصله  $۴۵\text{pc}$ ، و برای خوشه پروین با  $m_V - M_V = ۵۵$ ، فاصله  $۳۰\text{pc}$  را به دست می‌آوریم. با برازش بخش کوتاه رشته اصلی برای خوشه‌های گویسان با رشته اصلی برای ستارگان نزدیک، در صورتی که بتوانیم ستارگان کم‌نور باقیمانده از رشته اصلی را هنوز ببینیم، می‌توان فاصله‌های خوشه‌های گویسان را تعیین کرد. برای خوشه‌های بسیار دور، این ستارگان به قدری کم نورند که نمی‌توان آنها را بجز با تلسکوپهای بسیار قوی یا گیرنده‌های جدید مشاهده کرد. گیرنده‌های جدید، CCDs<sup>۱</sup> (ابزارهای با جفت‌شدگی بار) اکنون رصد رشته‌های اصلی خوشه‌های گویسان، تا قدرهای بسیار ضعیفتر از آنچه در شکل ۶.۵ نشان داده شده‌اند، را امکان‌پذیر می‌سازند. آنها در واقع همان چیزی به نظر می‌رسند که انتظار داریم.

## ۵.۵ اختلاف منظرهای نورسنجی برای ستارگان تک

برای ستارگان رشته اصلی، می‌توان از این روش برای تعیین فاصله تا ستاره معین استفاده کرد. چون برای ستارگان رشته اصلی قدرهای مطلق  $M_V$  تابعی یکتا از رنگ  $B - V$  است، که می‌توان از شکل ۱.۵ خواند، فقط باید رنگ  $B - V$  و قدر ظاهری  $m_V$  ستاره را اندازه بگیریم. برای رنگ  $B - V$  اندازه‌گیری شده،  $M_V$  را از شکل ۱.۵ می‌خوانیم.\* مقادیر  $M_V$  برای ستارگان رشته اصلی و برای مقادیر مختلف  $B - V$  نیز در جدول ۱.۴ داده شده است.  $m_V - M_V$  مدول فاصله است که می‌توان از آن فاصله را از رابطه (۱۸.۴) به دست آورد. این اختلاف منظرها را اختلاف منظرهای نورسنجی می‌نامند.

متأسفانه، این روش تعیین اختلاف منظر برای ستارگان تک دارای مشکلات جدی است؛

۱. ستاره می‌تواند غول، ابرغول، یا شاید یک کوتوله سفید باشد. در فصل ۱۰ خواهیم دید که چگونه می‌توان انواع مختلف ستارگان را از روی طیف آنها تشخیص داد.
۲. چنانکه در فصل ۱۹ خواهیم دید، جذب میان‌ستاره‌ای می‌تواند رنگ ستاره را تغییر دهد، در همین فصل می‌بینیم که چگونه می‌توان تغییر رنگ را تعیین کرد.

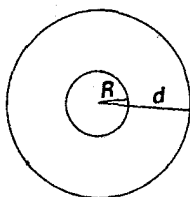
## درخشندگی ستارگان

### ۱.۶ شارها، درخشندگیها و شعاعهای زاویه‌ای

آنچه یک اخترفیزیکدان حتی بیش از انرژی گسیل شده از ستاره در یک نوار طول موج خاص، مثلاً ناحیه مرئی، به آن علاقه‌مند است، کل انرژی است که یک ستاره گسیل می‌کند. تابش ستاره در همه جهتها گسیل می‌شود. بنابراین، می‌توان گفت که مقدار انرژی که از هر سانتی‌متر مربع کره‌ای به شعاع  $d$  حول ستاره عبور می‌کند یکسان است، شکل ۱.۶. اگر در فاصله  $d$  از ستاره باشیم، می‌توانیم مقدار انرژی‌ای که به هر سانتی‌متر مربع از فضای بالای جو زمین می‌رسد را اندازه بگیریم. این مقدار را با  $e$  نشان می‌دهیم که انرژی ورودی به ازای هر سانتی‌متر مربع در هر ثانیه است،  $e = \pi f$ ، که  $f$  شار\* انرژی است. مقدار انرژی که به هر سانتی‌متر مربع در ثانیه به ازای هر سانتی‌متر از نوار طول موج  $\lambda$  می‌رسد  $\pi f_{\lambda}$  خوانده می‌شود. بدیهی است که شار کل برابر است با

$$\pi f = \int_0^{\infty} \pi f_{\lambda} d\lambda$$

\* اغلب ناظران می‌نویسند  $e = f$  و ضریب  $\pi$  را در تعریف  $f$  ادغام می‌کنند. رابطه بالا را، به دلایل نظری که در جلد دوم مشخص می‌شود، ترجیح می‌دهیم.



شکل ۱.۶ مقدار انرژی‌ای که ستاره در هر ثانیه گسیل می‌کند در زمانهای بعد از کره‌ای به شعاع  $d$  می‌گذرد. اختلاف زمان را مدتی که طول می‌کشد تا نور از ستاره در فاصله  $d$  به ناظر برسد تعیین می‌کند. مقدار انرژی‌ای که در هر ثانیه از کره‌ای به شعاع  $d$  می‌گذرد، همان مقدار انرژی است که از سطح کره به شعاع  $R$ ، یعنی ستاره، گسیل شده است.

که روی همه طول موجها انتگرال‌گیری شده است.

مقدار انرژی‌ای که ما دریافت می‌کنیم، البته به نوع ستاره‌ای که مشاهده می‌کنیم و فاصله آن بستگی دارد. در هر لحظه معین کل ستاره مقدار انرژی‌ای گسیل می‌کند که می‌توان آن را از انرژی گسیل شده از هر سانتی‌متر مربع سطح ستاره، که آن را  $\pi f$  می‌نامیم، در تعداد سانتی‌مترهای مربع سطح ستاره، یعنی

$$\text{سطح کل ستاره} = 4\pi R^2 \quad (۱.۶)$$

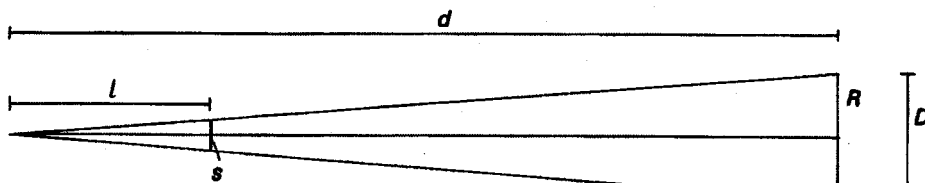
به دست آورد، که در آن  $R$  شعاع ستاره است. کل انرژی‌ای که ستاره در هر ثانیه می‌گسیلد برابر است با

$$E(\text{کل})/s = \pi F \cdot 4\pi R^2 = L = \text{درخشندگی} \quad (۲.۶)$$

انرژی گسیل شده از ستاره در هر ثانیه را درخشندگی  $L$  ستاره می‌نامیم. در زمان  $t = (d - R)/c$  همین انرژی از کره‌ای که در فاصله  $d$  است می‌گذرد. اگر هیچ انرژی در مسیر، مثلاً توسط ماده میان ستاره‌ای، جذب نشود، مقدار انرژی‌ای که از کره در فاصله  $d$  می‌گذرد باید با مقداری که ستاره  $t$  ثانیه قبل گسیل کرده است برابر باشد. بنابراین خواهیم داشت

$$L = 4\pi R^2 \cdot \pi F = 4\pi d^2 \cdot \pi f \quad (۳.۶)$$

اگر درخشندگی ستاره بر حسب زمان تغییر نکند، در غیر این صورت، (۶.۳) درخشندگی را در زمان  $t = (d - R)/c$  قبل از زمانی که ما شار  $\pi f$  را مشاهده می‌کنیم نشان می‌دهد. (چون



شکل ۲.۶ نسبت  $R/d$  شعاع زاویه‌ای ستاره که ناظر در فاصله  $d$  اندازه می‌گیرد. مدادی به طول  $s$  در فاصله  $l$  از ناظر قطر خورشید را می‌پوشاند. نسبت  $s/l$  را می‌توان به راحتی سنجید و برابر است با  $2R/d$ .

معمولاً  $R \gg d$  می‌توانیم به جای  $d - R$  مقدار  $d$  را بگذاریم. از (۳.۶) به دست می‌آوریم

$$\pi F = \pi f \cdot (d/R)^2 \quad (4.6)$$

اگر فاصله را بدانیم، می‌توانیم با اندازه‌گیری مقدار انرژی که از ستاره به بالای جو زمین می‌رسد، درخشندگی آن را تعیین کنیم. اگر  $\pi f$  را اندازه بگیریم و  $R/d$  را که شعاع زاویه ستاره است (شکل ۲.۶) بر حسب رادیان تعیین کنیم، می‌توانیم مقدار انرژی را که از هر سانتی‌متر مربع سطح ستاره در ثانیه گسیل می‌شود به دست آوریم. شایان ذکر است که اغلب تعیین  $\pi F$  یعنی شار سطحی ستاره از درخشندگی راحت‌تر است، زیرا برای ستارگان نه چندان دور، اندازه‌گیری قطر زاویه‌ای آسانتر از اندازه‌گیری فاصله آنهاست.

## ۲.۶ درخشندگی خورشید

خورشید به اندازه‌ای به ما نزدیک است که آن را به صورت قرص می‌بینیم و نه به صورت نقطه‌ای تفکیک‌شده از نور مانند سایر ستارگان. بنابراین، هرکدام از ما می‌تواند قطر زاویه‌ای آن را به راحتی اندازه بگیرد. یک راه آسان برای انجام کار این است که یک مداد را به دست بگیریم، دستان را دراز کنیم و ببینیم که چه طول  $s$  از مداد قطر خورشید را می‌پوشاند (شکل ۲.۶) نسبت  $s$  به طول بازوی ما  $l$  قطر زاویه‌ای خورشید را می‌دهد، که در حدود  $1/100 \approx D/d$  (در واقع  $0.0093$  ر) است. از بخت خوش قطر زاویه‌ای ماه نیز دقیقاً همین مقدار است، در غیر این صورت هرگز نمی‌توانستیم کسوف کامل داشته باشیم.

با دانستن اینکه شار  $\pi f$  خورشید با مقدار اندازه‌گیری‌شده ثابت خورشیدی یعنی (خورشید)  $R/d = D/(2d) = S/2$  برابر است و با  $S = 1.38 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = \pi f$

برای خورشید به دست می‌آوریم

$$\pi F = S \cdot 200^2 \approx 6.1 \times 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.6)$$

برای تعیین درخشندگی خورشید باید فاصله تا خورشید را بدانیم، که تعیین آن چنان‌که دیدیم بسیار دشوارتر از قطر زاویه‌ای است، اما می‌دانیم که  $1 \text{ au} = 1.49 \times 10^{13} \text{ cm}$ . با قراردادن این مقدار در (۳.۶) برای خورشید به دست می‌آوریم

$$L(\text{خورشید}) = 3.96 \times 10^{33} \text{ ارگ/s} \quad (6.6)$$

این عدد بزرگی است که اطلاعات چندانی در اختیار ما نمی‌گذارد. اگر به تولید انرژی در خورشید توجه کنیم، چیزهای بیشتری دستگیرمان می‌شود. می‌دانیم که خورشید در هر ثانیه انرژی  $L$  را از دست می‌دهد و مشاهده می‌کنیم که با گذشت زمان تغییر نمی‌کند، بنابراین باید نتیجه بگیریم که خورشید اتلاف انرژی خود را با نوعی تولید انرژی جبران می‌کند. می‌توان گفت که این تولید انرژی در هر ثانیه برابر است با  $3.96 \times 10^{33} \text{ erg}$ . اگر  $L$  را بر حسب کیلووات بیان کنیم،  $1 \text{ erg} = 10^{-10} \text{ kW}$ ، از این عدد درک بهتری خواهیم داشت، بنابراین  $L(\text{خورشید}) = 4 \times 10^{23} \text{ kW}$ . با توجه به مدار سیارات به دور خورشید و قانون سوم کپلر می‌توان جرم خورشید را برابر مقدار زیر به دست آورد (نگاه کنید به بخش ۵.۹)  $M_{\odot} = M(\text{خورشید}) = 1.98 \times 10^{33} \text{ g}$ . (اگر درخشندگی خورشید را بر حسب ارگ در ثانیه و جرم آن را بر حسب گرم اندازه بگیریم  $L/M = 2$  به دست می‌آید. که می‌توان آن را به راحتی به خاطر سپرد.) اکنون اگر محاسبه کنیم که خورشید به ازای هر گرم ماده چقدر انرژی تولید می‌کند، از کوچک بودن اینکه  $4 \text{ kW}$  به ازای هر  $10^{10} \text{ g}$  یا  $2 \text{ kW}$  برای هر  $10^{10} \text{ g}$  تن ماده، شگفت‌زده خواهیم شد. اگر می‌خواستیم از روش تولید انرژی خورشید برای تأمین نیازهای انرژی خود بهره بگیریم، چیز چندانی عایدمان نمی‌شد، باید این کار را به صورت کارآمدتری انجام دهیم. جرم خورشید به اندازه‌ای زیاد است که با ناکارآمدی هنوز می‌تواند چشمه‌ای بسیار بزرگ برای تأمین انرژی باشد.

### ۳.۶ درخشندگی ستارگان و قدرهای تابش‌سنجی

اگر انرژی دریافتی از ستاره را به ازای هر سانتی‌متر مربع در ثانیه در بالای جو زمین اندازه بگیریم، در صورتی می‌توانیم کل انرژی گسیل‌شده از ستاره در تمام طول موجها را تعیین کنیم که فاصله ستاره

را بدانیم. در واقع، فقط می‌توانیم درخشندگی را برای طول موجهایی تعیین کنیم که از آنها انرژی در بالای جو زمین دریافت می‌کنیم. قبل از در اختیار داشتن موشک و ماهواره، فقط می‌توانستیم درخشندگی برای طول موجهایی را اندازه بگیریم که در جو زمین نفوذ می‌کردند. اما حتی اکنون با در اختیار داشتن ماهواره‌ها، برای اغلب ستاره‌ها تابش با تمام طول موجها را دریافت نمی‌کنیم، زیرا مادهٔ میان ستاره‌ای بین ما و ستارگان نور با طول موجهای کوتاهتر از  $912\text{\AA}$  را برای تمام ستارگان دوردست و بخش بزرگی از آن را حتی برای ستارگان نزدیک جذب می‌کند. اگر ستارگان بخش اعظم انرژی خود را در این طول موجهای کوتاه گسیل کنند، نمی‌توانیم درخشندگی آنها را مستقیماً اندازه بگیریم، بلکه باید از برونمایی نظری برای برآورد مقدار انرژی گسیل شده در این نوارهای طول موج بهره بگیریم. بعداً (در جلد دوم) خواهیم دید که این کار را چگونه می‌توان انجام داد.

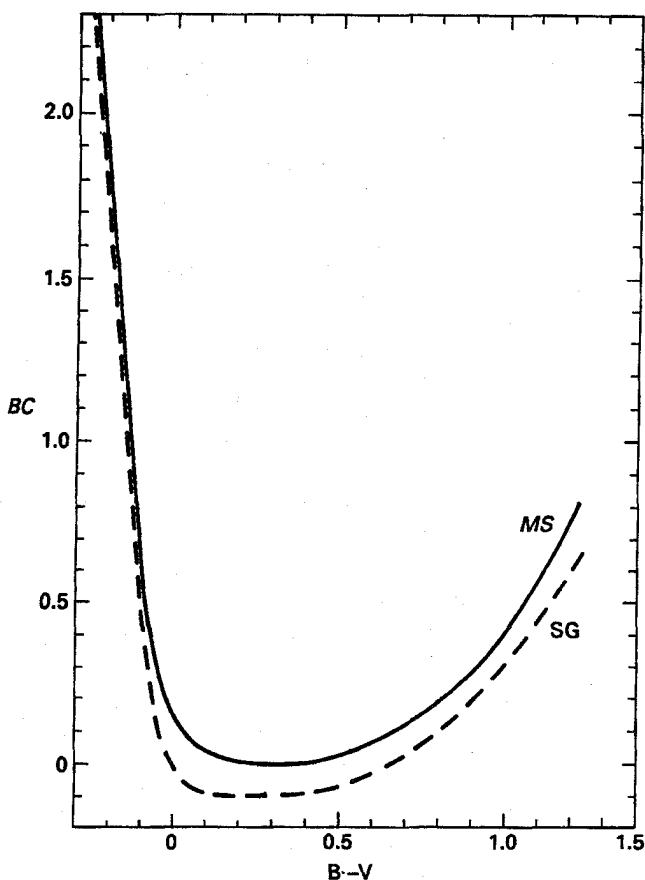
درخشندگی یا روشنایی ستارگان که روی تمام طول موجها انتگرال‌گیری شده باشد نیز بر حسب قدر اندازه‌گیری می‌شود، و آن را قدر تابش‌سنجی می‌نامند. در این مورد هم می‌توانیم قدرهای تابش‌سنجی ظاهری و مطلق را از هم تمیز دهیم، اگرچه معمولاً فقط از قدر تابش‌سنجی مطلق استفاده می‌شود. اختلاف میان قدرهای بصری  $m_V$  و قدرهای تابش‌سنجی  $m_{bol}$  را تصحیح تابش‌سنجی  $BC^1$  می‌نامند. در این صورت داریم

$$m_{bol} = m_V - BC \quad \text{یا} \quad M_{bol} = M_V - BC \quad (7.6)$$

عدم توافق مؤلفان در مورد علامت طرف راست رابطه (7.6) به علامتهای مختلف برای تصحیح تابش‌سنجی می‌انجامد. این البته فقط به تعریف بستگی دارد. چون تابش کل در تمام طول موجها از تابش در یک نوار محدود طول موج بیشتر است، روشنایی تابش‌سنجی نیز از روشنایی مرئی بزرگتر، و در نتیجه قدرهای تابش‌سنجی از قدرهای بصری کوچکترند. اگر تعریف (7.6) را با علامت منفی در نظر بگیریم، در این صورت  $BC$  معمولاً مثبت خواهد شد، گرچه به دلایل زیر متأسفانه همواره چنین نیست. در حالی که همهٔ قدرهای ظاهری برای هر نوار طول موج وگا صفر است، اما برای قدر تابش‌سنجی چنین نیست. در مورد قدرهای تابش‌سنجی منجمان روی بهنجارش متفاوتی توافق کرده‌اند. همان‌طور که گفتیم، قدرهای تابش‌سنجی معیاری از تابش برای همهٔ طول موجها از جمله ناحیهٔ فرابنفش است. برای ستارگانی که بخش بزرگی از تابش آنها در این نواحی طول موج است، تصحیحهای تابش‌سنجی باید بزرگ باشد. از توزیع انرژی تابش جسم سیاه می‌دانیم که اجسام داغ بخش بزرگی از تابش خود را در طول موجهای کوتاه گسیل می‌دارند، در حالی که بخش

1. bolometric correction





شکل ۳.۶ تصحیح‌های تابش‌سنجی،  $BC$ ، برای ستارگان رشته اصلی با رنگهای  $B - V$  متفاوت نشان داده شده است. این تصحیح‌های کمینه‌ای در  $B - V = 0.3$  دارند. برای ستارگان رشته اصلی طبق تعریف تصحیح تابش‌سنجی کمینه صفر گرفته شده است. اکنون باید علامت  $BC$  را برای بعضی ستارگان ابرغول مطابق منحنی مربوطه (خط‌چین) تغییر دهیم.

اعظم تابش اجسام خنک در فروسرخ است. بنابراین انتظار داریم که تصحیح‌های تابش‌سنجی برای ستارگان بسیار داغ و بسیار خنک بزرگ باشد. پس باید در دماهای متوسط کمینه‌ای وجود داشته باشد. در شکل ۳.۶ تصحیح‌های تابش‌سنجی برای ستارگان رشته اصلی بر حسب رنگهای  $B - V$  رسم شده است آنها کمینه‌ای در  $B - V = 0.3$  دارند. مدتها قبل منجمان تصمیم گرفتند که طبق تعریف کمینه تصحیح تابش‌سنجی را صفر بگیرند. پس برای ستارگان رشته اصلی

با  $B - V = 0.3$  طبق تعریف داریم  $m_{bol} = m_V$  و  $M_{bol} = M_V$ .

برای وگا  $B - V = 0$ ، بنابراین برای وگا  $m_{bol}$  برابر  $m_V$  یعنی برابر صفر نیست. برای ستارگان مانند وگا تصحیح تابش سنجی  $BC = +0.15$ .

دلیل این تعریف غیرمنطقی  $BC$  تمایل به داشتن تصحیحات تابش سنجی حتی الامکان کوچک بدون به دست آوردن مقادیر منفی است. اما، اکنون معلوم شده است که برای اَبَرغولها تصحیحات منفی به دست می‌آوریم. بنابراین دلیل اولیه گزینش نقطه صفر برای تصحیحات

جدول ۱.۶ دماهای مؤثر  $T_{eff}$  و تصحیحات تابش سنجی  $BC$  برای ستارگان رشته اصلی و

$$M_{bol} = M_V - BC \text{ اَبَرغولها}$$

$BC$	$T_{eff}$	$BC$	$T_{eff}$	$B - V$
اَبَرغولها	اَبَرغولها	رشته اصلی	رشته اصلی	
۲٫۲۰	۲۶۰۰۰	۲٫۳۰	۲۴۰۰۰	-۰٫۲۵
۲٫۰۵	۲۳۵۰۰	۲٫۱۵	۲۱۰۰۰	-۰٫۲۳
۱٫۷۲	۱۹۱۰۰	۱٫۸۰	۱۷۷۰۰	-۰٫۲۰
۱٫۱۲	۱۴۵۰۰	۱٫۲۰	۱۴۰۰۰	-۰٫۱۵
۰٫۵۳	۱۲۷۰۰	۰٫۶۱	۱۱۸۰۰	-۰٫۱۰
۰٫۱۴	۱۱۰۰۰	۰٫۳۳	۱۰۵۰۰	-۰٫۰۵
-۰٫۰۱	۹۸۰۰	۰٫۱۵	۹۴۸۰	۰٫۰۰
-۰٫۰۹	۸۵۰۰	۰٫۰۴	۸۵۳۰	+۰٫۱۰
-۰٫۱۰	۷۴۴۰	۰٫۰۰	۷۹۱۰	+۰٫۰۲
-۰٫۱۰	۶۸۰۰	۰٫۰۰	۷۳۵۰	+۰٫۰۳
-۰٫۰۹	۶۳۷۰	۰٫۰۰	۶۸۰۰	+۰٫۰۴
-۰٫۰۷	۶۰۲۰	۰٫۰۳	۶۳۱۰	+۰٫۰۵
-۰٫۰۳	۵۸۰۰	۰٫۰۷	۵۹۱۰	+۰٫۰۶
+۰٫۰۳	۵۴۶۰	۰٫۱۲	۵۵۴۰	+۰٫۰۷
+۰٫۱۰	۵۲۰۰	۰٫۱۹	۵۳۳۰	+۰٫۰۸
+۰٫۱۹	۴۹۸۰	۰٫۲۸	۵۰۹۰	+۰٫۰۹
+۰٫۳۰	۴۷۷۰	۰٫۴۰	۴۸۴۰	+۰٫۱۰
+۰٫۵۹	۴۴۰۰	۰٫۷۵	۴۳۵۰	+۰٫۱۲

تابش‌سنجی دیگر وجود ندارد. اکنون به نظر می‌رسد که بهتر است نقطه صفر برای تصحیح تابش‌سنجی را منطبق با نقطه صفر برای همه قدرهای ظاهری دیگر تعریف کنیم، اما باز هم منجمان علاقه‌ای به تغییر ندارند.

با این تعریف نقطه صفر، تصحیح تابش‌سنجی برای خورشید برابر خواهد بود،  
 $M_{\text{bol}}(BC) = 0.07$ ، و قدر تابش‌سنجی مطلق برای خورشید  $4.75 = M_{\text{bol}}(\text{خورشید})$  می‌شود. بهتر است که این عدد را به خاطر بسپاریم و همه قدرهای تابش‌سنجی مطلق دیگر را از رابطه زیر به دست آوریم

$$M_{\text{bol}}(\text{ستاره}) - M_{\text{bol}}(\text{خورشید}) = -2.5 \cdot \log \frac{L(\text{ستاره})}{L(\text{خورشید})}$$

قدرهای تابش‌سنجی به دست آمده از اندازه‌گیری و برون‌یابی نظری در جدول ۱.۶ داده شده است.



## شعاعهای زاویه‌ای ستارگان

### ۱.۷ مسئله

برای مطالعه ساختار لایه‌های خارجی یک ستاره و ساختار کلی آن، تعیین شار سطحی تابش آنها، اهمیت بسیار دارد. در بخش قبل دیدیم که مقدار انرژی که از  $1 \text{ cm}^2$  ستاره در ثانیه گسیل می‌شود،  $\pi F$  را می‌توان با معلوم بودن شعاع زاویه‌ای ستاره، از انرژی که در هر ثانیه به  $1 \text{ cm}^2$  به جو بالای زمین می‌رسد به دست آورد. اصولاً چهار روش زیر برای تعیین شعاعهای زاویه‌ای به کار می‌رود: تداخل سنج مایکلسون، تداخل سنج شدت، تداخل سنج هانبری براون<sup>۱</sup>، و استتار قمری. تداخل سنجی پیسه‌ای نیز به کار می‌رود.

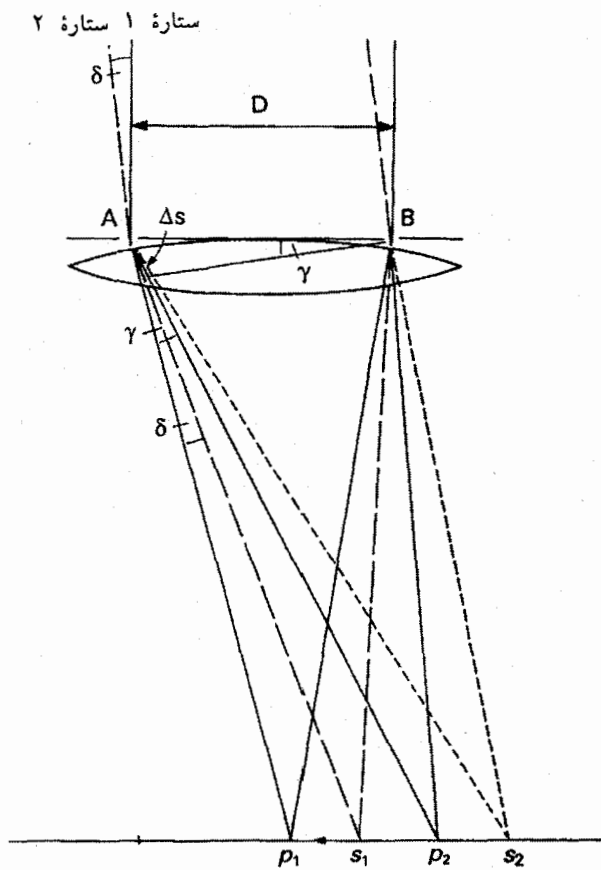
مشکل اساسی در اندازه‌گیری قطرهای ستاره‌ای آن است که به علت کوچک بودن قطرهای زاویه‌ای پخشیدگی تصویر ستاره، که در هنگام عبور از جو زمین صورت می‌گیرد، اندازه تصویر را کاملاً پاک می‌کند. این پخشیدگی تصویر را "دید" می‌نامند و به واسطه اجزای تلاطمی موجود در جو زمین است، که دماها، چگالیها، و ضریب شکستهای اندکی متفاوت دارند. بنابراین باریکه نور از این اجزای تلاطمی مختلف در زمانهای مختلف می‌گذرد و در نتیجه به صورت موازی به

تلسکوپ نمی‌رسد. بلکه به نظر می‌آید که از جهت‌های اندکی متفاوت آمده است و تلسکوپ آن را در نقطه‌های اندکی متفاوت کانونی می‌کند. چون در طول زمان نوردهی صفحه عکاسی اجزای تالامی مختلفی از مقابل تلسکوپ می‌گذرند، صفحه عکاسی تصویر همه این اجزای تالامی را ثبت می‌کند. مجموع تمام این تصاویر تصویری نسبتاً بزرگ از ستاره می‌دهد که اندازه آن در گستره  $1/2$  ثانیه کمانی برای دید عالی تا  $30-20$  ثانیه کمانی برای دید بسیار بد تغییر می‌کند. یعنی حتی در بهترین شرایط دید، تصاویر ستاره‌ای کمتر از  $1/2$  ثانیه کمانی را نمی‌توان با تلسکوپ‌های زمینی، که از طریق جو به فضا می‌نگرند، تفکیک کرد. اگر در لحظات کوتاه که همه باریکه‌های نور از ستاره پس از عبور از یک جزء تالامی به تلسکوپ می‌رسند کار مشاهده را انجام می‌دادیم، می‌توانستیم تصاویر بسیار کوچکتري را تفکیک کنیم، اما در این صورت نور چندانی را دریافت نمی‌کردیم. تداخل سنجها با مقایسه نور دو باریکه که در هر لحظه همزمان به تلسکوپ می‌رسند و در نتیجه عموماً از اجزای تالامی یکسانی گذشته‌اند، این مشکل را از سر راه برمی‌دارند. جهت این باریکه‌ها ممکن است بر حسب زمان اندکی تغییر کند، اما این تغییر جهت برای هر دو صورت نمی‌گیرد و بنابراین آسیبی نمی‌رساند.

اگر تلسکوپ فضایی در مدار باشد، می‌توانیم تصاویر تا  $20$  ثانیه کمانی را نیز تفکیک کنیم. همین‌طور ماهواره اختراسنجی هیپارخوس خواهد توانست تصاویر با این فاصله‌های کوتاه را تفکیک کند.

## ۲.۷ تداخل سنج مایکلسون

تداخل سنج مایکلسون اولین دستگاهی بود که برای تعیین قطر زاویه‌ای ستارگان به کار گرفته شد. شکل ۱.۷ طرز کار تداخل سنج مایکلسون را نشان می‌دهد. باریکه‌های نور موازی از ستارگان از نقاط  $A$  و  $B$ ، که دو سوراخ در پرده برای ورود نور وجود دارد، وارد عدسی تلسکوپ می‌شود. در نقطه کانونی عدسی، باریکه‌های نور تصویری در نقطه  $P_1$  که در آنجا تصویر ستاره را می‌بینیم تشکیل می‌دهند. نور در نقطه‌های  $A$  و  $B$  در گذر از سوراخهای کوچک در لبه‌های آن پراکنده می‌شود. نور پراکنده در همه جهت‌ها پراشیده می‌شود و در صفحه کانونی در اطراف نقطه  $P_1$  ظاهر می‌شود. نور پراکنده از هر دو سوراخ می‌آید ولی نور نقطه  $A$ ، با اختلاف فازی متفاوت از نور نقطه  $B$  به نقطه  $P$  می‌رسد. اگر در نقطه  $P$  اختلاف راه  $\lambda/2$  باشد، اختلاف فاز  $\pi$  می‌شود و بردارهای الکتریکی و مغناطیسی خنثی خواهند شد، پس نوری در نقطه  $P$  وجود ندارد. از طرف دیگر، اگر اختلاف راه  $\lambda$  باشد، اختلاف فاز  $2\pi$  می‌شود و بردارهای الکتریکی و مغناطیسی جمع می‌شوند، و یک بیشینه دیگر نور را در  $P = P_2$  خواهیم دید. یک بیشینه دیگر در  $P = P_3$  (رسم نشده



نقش تداخل ستاره ۱

نقش تداخل ستاره ۲



شکل ۱.۷ طرح کلی مسیرهای نور در تداخل سنج مایکلسون نشان داده شده است. نور از ستاره ۱ از شکاف ورودی در نقطه‌های  $A$  و  $B$  وارد می‌شود. تصویر اولیه ستاره ۱ در نقطه  $P_1$  صفحه کانونی تشکیل می‌شود. نور پراکنده در شکافهای ورودی یک نقش تداخل حول  $P_1$  تشکیل می‌دهد. بیشینه‌های ثانویه در نقطه‌های  $P_2$  و غیره تشکیل می‌شوند که در آنها اختلاف راه نور از  $A$  و  $B$  مضرب صحیحی از طول موج  $\lambda$  نور است. کمینه‌های نور در وسط این نقطه‌ها تشکیل می‌شود. نور ستاره ۲ که در فاصله  $\delta$  از ستاره ۱ است نقش تداخل مشابهی حول تصویر اولیه  $S_1$  تشکیل می‌دهد. اگر بیشینه‌های نور از ستاره ۲ بر روی کمینه‌های نور ستاره ۱ قرار گیرد، نقش تداخل در صفحه کانونی، در صورتی که روشنایی دو ستاره برابر باشد، نامرئی می‌شود. در این صورت رابطه (۳.۷) برقرار است و به کمک آن می‌توان  $\delta$  را تعیین کرد.

است) تشکیل می‌شود که برای آن اختلاف راه  $2\lambda$  است. از شکل ۱.۷ می‌بینیم که اختلاف راه  $\Delta s = \gamma D$  است، که در آن  $D$  فاصله بین سوراخهای ورودی  $A$  و  $B$  است. برای بیشینه‌های نور باید  $\Delta s = \lambda$  باشد، برای کمینه‌های نور  $\Delta s = \lambda/2$ . فاصله بین نقطه‌های  $P_1$  و  $P_2$  از  $l = \gamma d$  به دست می‌آید که  $d$  فاصله کانونی است.

بنابراین برای بیشینه‌های نور باید داشته باشیم

$$\gamma_{\max} = \lambda/D \quad (۱.۷)$$

برای کمینه‌ها داریم

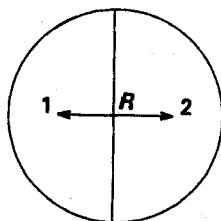
$$\gamma_{\min} = \lambda/2D \quad (۲.۷)$$

اکنون بگذارید به تصویر ستاره ۲ نگاه کنیم که در فاصله زاویه‌ای کوچک  $\delta$  از ستاره ۱ قرار دارد. تصویر اولیه ستاره ۲ در صفحه کانونی در فاصله  $\delta$  از تصویر اولیه ستاره ۱ است. تصویر ستاره ۲ نیز مانند ستاره ۱ دارای یک بیشینه ثانویه است. اگر فاصله زاویه‌ای  $\delta$ ی ستاره ۱ از ستاره ۲ برابر مقدار زیر باشد

$$\delta = \gamma_{\min} = \lambda/2D \quad (۳.۷)$$

تصویر اولیه ستاره ۲ در محل کمینه نور برای ستاره ۱ ظاهر می‌شود و بیشینه بعدی ستاره ۲ روی کمینه نور برای ستاره ۱ می‌افتد. یعنی اگر روشنایی دو ستاره یکسان باشد، نقش تداخل ستاره ۲ نقش تداخل ستاره ۱ را پاک می‌کند. اگر این موضوع به وقوع بپیوندد، می‌دانیم که فاصله زاویه‌ای ستاره ۱ و ۲ از رابطه (۳.۷) به دست می‌آید. در این صورت فاصله زاویه‌ای ستاره ۱ از ستاره ۲ را اندازه گرفته‌ایم. اگر فاصله  $\delta$  بین دو ستاره مجاور را بدانیم، می‌توانیم  $D$  بین دو سوراخ ورودی را طوری تنظیم کنیم که نقشهای تداخل آنها نامرئی شود، در این صورت رابطه (۳.۷) باید برقرار باشد. می‌توانیم فاصله  $D$  را اندازه بگیریم و  $\delta$  را از رابطه (۳.۷) به دست آوریم.

چگونه این موضوع به ما کمک می‌کند که شعاعهای زاویه‌ای ستارگان را اندازه بگیریم؟ می‌توانیم در ذهنمان ستارگان را به دو نیم ستاره ۱ و ۲ تقسیم کنیم (شکل ۲.۷). اکنون فاصله دو نیم ستاره تقریباً برابر است با شعاع زاویه‌ای فاصله  $R/2 = \theta$ . با معلوم بودن توزیع روشنایی در سطح ستاره می‌توان فاصله "گرانیگاههای" دو نیم را با دقت بیشتر تعیین کرد. سپس می‌توان همان نوع مشاهده دو ستاره را در این مورد انجام داد. وقتی نقش تداخل، که اکنون برای یک ستاره در



شکل ۲.۷ قرص ستاره را در ذهنمان به دو نیمه ۱ و ۲ تقسیم می‌کنیم. فاصله دو نیمه تقریباً برابر شعاع زاویه‌ای ستاره است که می‌توانیم آن را با تداخل سنج مایکلسون اندازه بگیریم.

صفحه کانونی مشاهده می‌شود، نامرئی شد می‌دانیم که  $\delta = \gamma_{\min} = \lambda/2D$ . اکنون می‌توانیم مجدداً  $D$  را طوری تنظیم کنیم که این وضعیت رخ دهد. به جای در نظر گرفتن یک عدسی بسیار بزرگ و پرده‌ای با دو روزنه در مقابل آن، راحت‌تر است که دو عدسی مختلف را در فاصله بسیار زیاد از هم در نظر بگیریم، و سپس محل دو عدسی را تغییر دهیم تا نقش تداخل نامرئی شود. به واسطه اثرات دید، نقشهای تداخل هر دو تصویر ستاره‌ای روی صفحه کانونی عقب و جلو می‌رود، اما همواره با هم حرکت می‌کند، به طوری که بیشینه نور ستاره ۲ همواره روی کمینه نور

جدول ۱.۷ قطرهای زاویه‌ای که با تداخل سنج مایکلسون اندازه‌گیری شده است

ستاره	نوع طیفی <sup>۱</sup>	بین عدسیها (متر)	فاصله $D$	قطر زاویه‌ای $\Theta_{uD}^2$ بر حسب ثانیه کمانی
$\alpha$ عوا	K $\circ$ III	۷٫۳		$\circ 20$
$\alpha$ ثور	K $\delta$ III	۷٫۳		$\circ 20$
$\alpha$ جبار	M $\circ$ III	۳٫۰		$\circ 47\text{var}$
$\beta$ فرس اعظم	M $\delta$ III	۶٫۷		$\circ 21$
$\alpha$ جانی	M $\lambda$ III	۴٫۹		$\circ 30$
$\circ$ قلم	M $\gamma$ III	۳٫۰		$\circ 47\text{var}$
$\alpha$ عقرب	M $\circ$ III	۳٫۷		$\circ 40$

۱. در مورد انواع طیفی در فصل ۱۰ بحث خواهیم کرد.

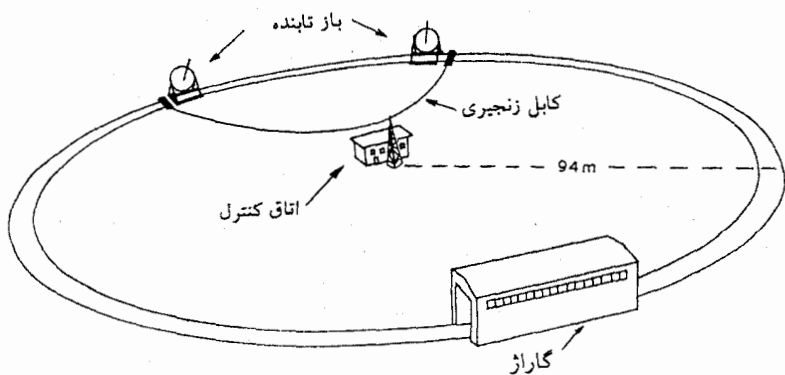
۲. این قطر زاویه‌ای ستاره در صورتی است که قرص آن روشنایی یکنواخت داشته باشد. انتظار داریم که لبه همه ستارگان، همانند خورشید، کم‌نورتر از مرکز آنها باشد (نگاه کنید به جلد ۲). بنابراین قطر زاویه‌ای واقعی اندکی بزرگتر است.



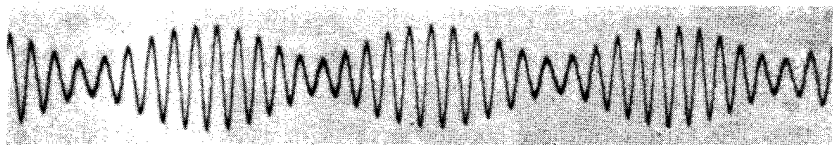
ستاره ۱ می‌افتد، اگرچه آنها در نقطه‌های مختلف پرده هستند. مادامی که دو باریکه نور از دو ستاره از اجزای تلامبی یکسانی بگذرند، دید اختلالی در مشاهده به وجود نمی‌آورد. اما این شرط حدی را بر فاصله  $D$  بین دو عدسی اعمال می‌کند، اگر  $D$  بسیار بزرگ باشد، باریکه‌های عبوری از دو عدسی از اجزای تلامبی متفاوتی خواهند گذشت و اختلاف فازهای اضافی خواهند داشت که نقش تداخل را مختل می‌کند. این حد بالای  $D$  یک حد پایین بر فاصله  $\delta$  و شعاع زاویه‌ای که می‌توان اندازه‌گیری گرفت اعمال می‌کند. فقط شعاعهای زاویه‌ای ستارگان بسیار بزرگ را می‌توان بدین طریق اندازه‌گیری گرفت. برخی از مقادیر شعاع زاویه‌ای ستارگان که با این روش اندازه‌گیری شده در جدول ۱.۷ آمده است.

### ۳.۷ تداخل سنج هانبری براون

اساس کار تداخل سنج هانبری براون کاملاً متفاوت است. در این تداخل سنج هم از دو آینه استفاده می‌شود، اما تداخل برای هر آینه به تنهایی اندازه‌گیری و سپس مقایسه می‌شود (شکل ۳.۷). اگر نوری که به دو آینه می‌تابد هم‌دوس باشد، همبستگی خوبی بین تداخلهای اندازه‌گیری شده برای دو تلسکوپ وجود دارد. اما چگونه ممکن است تداخلهایی در هر آینه وجود داشته باشد؟ مشاهداتی که در نوار باریکی از طول موج و برای امواج نور با طول موجهای اندکی متفاوت صورت گیرد باعث تداخلی می‌شود، که آن را پدیده زنش هم می‌نامند. دامنه موج با بسامد معین نیز یک نقش موج دارد. شکل ۴.۷ پدیده زنش را روی نقش موج ناشی از برهم‌نهی امواج با بسامدهای اندکی



شکل ۳.۷ طرح کلی تداخل سنج هانبری براون نشان داده شده است.



شکل ۴.۷ پدیده زنش ناشی از برهم‌نهی دو موج با بسامدهای تقریباً مساوی نشان داده شده است. دامنه موج حاصل خود یک موج است.

م تفاوت نشان می‌دهد. بسامد مدوله‌سازی دامنه از اختلاف آنها به دست می‌آید. با نوشتن

$$2 \cos \omega t = e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}$$

به طور کلی به دست می‌آوریم

$$\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t = 2 \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \quad (4.7)$$

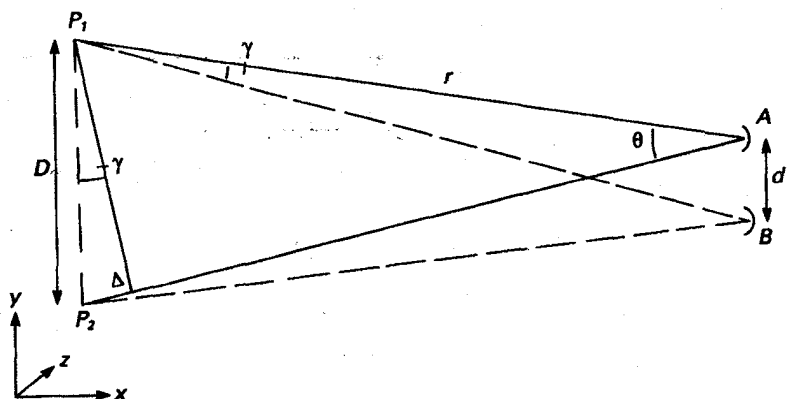
که موجی با بسامد  $(\omega_1 + \omega_2)/2$  و دامنه‌ای را نشان می‌دهد که با بسامد  $(\omega_1 - \omega_2)/2$  مدوله شده است.

دامنه‌های متفاوت موج نور به معنی شدتهای مختلف است. به علت این پدیده زنش افت و خیزهای نور در مقیاسهای زمانی بسیار کوتاه در تلسکوپ مشاهده می‌شود. بنابراین، با تداخل سنج هائبری براون، شدتها باید در بازه‌های زمانی بسیار کوتاه اندازه‌گیری شوند تا بتوان این افت و خیزهای شدت را سنجید. برای به دست آوردن انرژی قابل اندازه‌گیری در این مقیاسهای زمانی کوتاه باید از آینه‌های بزرگ و ستارگان درخشان برای اندازه‌گیری بهره گرفت. چنانکه به زودی خواهیم دید، برای قابل اندازه‌گیری بودن ستارگان با این دستگاه، آنها نباید بسیار بزرگ باشند، در غیر این صورت باید آینه‌ها بسیار کوچک باشند و نمی‌توانند نور چندانی را گردآوری کنند.

برای درک اینکه چگونه از این افت و خیزهای شدت می‌توان برای اندازه‌گیری فاصله‌های زاویه‌ای ستارگان نزدیک یا شعاعهای زاویه‌ای ستارگان بهره گرفت، باید تعریف روشنی از همدوسی نور داشته باشیم. به بیان دقیق نور یا دو فوتون در صورتی همدوس‌اند که متعلق به یک سلول کوانتومی در فضای فاز باشند. هر جزء فضای فاز از رابطه زیر به دست می‌آید

$$d(\text{فضای فاز}) = dx dy dz dp_x dp_y dp_z$$

که  $x, y, z$  مختصات فضایی و  $p_x, p_y, p_z$  مختصات تکانه در جهتهای  $x, y, z$  است. برای



شکل ۵.۷ نقشه کلی هندسه تداخل سنج هانبری براون نشان داده شده است:  $d$  فاصله بین دو آینه،  $D$  فاصله بین دو نقطه نزدیک لبه ستاره،  $\theta$  قطر زاویه‌ای ستاره، و  $r$  فاصله آن است.  $\gamma$  فاصله زاویه‌ای آینه است که از ستاره دیده می‌شود. سمتگیری دستگاه مختصات نیز داده شده است.

نور همدوس، دو فوتون همدوس باید در یک جزء فضایی فاز  $d$  باشند که فقط یک سلول کوانتومی است، یعنی این جزء نمی‌تواند بزرگتر از  $h^3$  باشد که  $h$  ثابت پلانک است. افت و خیزهای شدت اندازه‌گیری شده در دو آینه در صورتی همبسته‌اند که نور فرودی بر دو آینه همدوس باشد. از طرح کلی تداخل سنج هانبری براون در شکل ۵.۷ رابطه‌های زیر را مشاهده می‌کنیم. دستگاه مختصات را طوری در نظر می‌گیریم که مختصه  $x$  در جهت از ستاره به تداخل سنج باشد. جهت‌های  $y$  و  $z$  در صفحه عمود بر این جهت‌اند. فوتونها در هر زمان معین از نقطه‌های  $P_1$  و  $P_2$  ستاره به آینه‌ها می‌رسند، یعنی می‌توانند در جهت‌های  $y$  و  $z$  باشند، و فاصله‌هایی در حدود قطر ستاره‌ای  $D$  داشته باشند. یعنی داریم  $\Delta z = \Delta y = D$ . برای اینکه فوتونها همزمان به آینه برسند، باید فاصله‌ای در حدود  $\Delta x$  برابر طول مسیر  $\Delta$  داشته باشند، که به معنی  $\Delta x = \Delta$  است. از شکل ۵.۷ می‌بینیم که  $\Delta = D\gamma$  و  $\gamma = d/r$  که  $d$  فاصله بین دو آینه و  $r$  فاصله ستاره است.

اکنون تفاوت تکانه‌های  $p_x, p_y, p_z$  و فوتونهایی که به آینه می‌رسند را در نظر می‌گیریم. جهت اصلی انتشار، جهت  $x$  است بنابراین  $p_x = h\nu/c$  که  $\nu$  بسامد نور مشاهده شده است. اگر از نوار طول موج به عرض  $\Delta\nu$  استفاده کنیم، گستره  $p_x$  برابر است با  $\Delta p_x = h\Delta\nu/c$ . فوتونهایی که به آینه‌های  $A$  و  $B$  می‌رسند باید دارای اختلاف  $\Delta p_y = p_x\gamma$  داشته باشند که  $\gamma = d/r$  است. همین موضوع برای  $\Delta p_z$  صادق است.

بنابراین برای جزء حجم فضای فاز که پراز فوتونهایی است که در زمان معین به دو آینه می‌رسند داریم

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = \Delta D^2 \frac{h \Delta \nu}{c} \left( \frac{h \nu}{c} \gamma \right)^2 = \Delta V \Delta P \quad (5.7)$$

اگر مشاهده کردیم که فوتونهای دو آینه همدوس‌اند، باید همه آنها متعلق به یک سلول کوانتومی باشند، یعنی باید نتیجه بگیریم که

$$\Delta V \Delta P < h^3 \quad (6.7)$$

با توجه به (5.7) این بدان معنی است که

$$\Delta D^2 \frac{h^2 \nu^2}{c^2} \frac{\Delta \nu}{\nu} \gamma^2 \leq h^3 \quad (6.7 \text{ الف})$$

با  $\Delta = D\gamma = Dd/r$  می‌بینیم که برای همدوسی، با توجه به  $\lambda = c/\nu$  و سپس از تقسیم بر  $h^3$  باید داشته باشیم

$$D^2 (d/r)^2 \lambda^{-2} \Delta \nu / \nu \leq 1 \quad (6.7 \text{ ب})$$

یا، با گرفتن ریشه سوم به دست می‌آوریم

$$d \leq \frac{r}{D} \lambda \sqrt{\frac{\nu}{\Delta \nu}} = \Theta^{-1} \lambda \sqrt{\frac{\nu}{\Delta \nu}} \quad (7.7)$$

که از رابطه  $\Theta = D/r$  برای قطر زاویه‌ای استفاده کرده‌ایم.

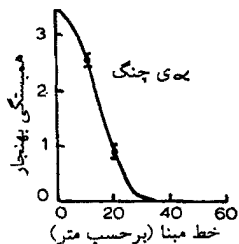
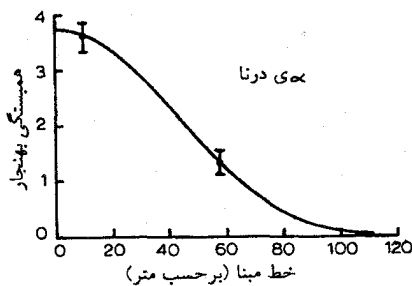
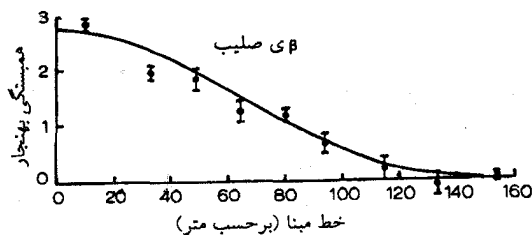
برای فاصله‌های بزرگتر از  $d$  در رابطه (7.7) فوتونهایی که به دو آینه می‌رسند دیگر همدوس نیستند، زیرا مؤلفه‌های  $p_z$  و  $p_y$  تکانه آنها تفاوت بسیار دارد. با شروع از فاصله کوچک بین دو آینه و افزایش  $d$ ، انتظار داریم که همبستگی خوبی را بین افت و خیزهای شدت در دو آینه اندازه بگیریم. وقتی به فاصله  $d$  که در آن تساوی (7.7) برقرار است رسیدیم، انتظار داریم که این همبستگی کاهش یابد و سرانجام برای فاصله‌های زیاد تا آینه به صفر برسد: اگر  $\Delta = \Delta x$  بسیار بزرگ شود، فوتونهایی که به دو آینه می‌رسند دیگر همدوس نیستند. برای چه  $\Delta$ یی این اتفاق می‌افتد؟ از (7.7) می‌بینیم که برای علامت مساوی داریم

$$\Delta = D \frac{d}{r} = \lambda \sqrt{\frac{\nu}{\Delta \nu}} \quad (8.7)$$

با  $\Delta \nu / \nu = 10^{-2}$  و  $\sqrt{(\nu / \Delta \nu)} = 4.6$  در می‌یابیم که برای  $\Delta \approx 5\lambda$   $\Delta$  همدوسی از میان می‌رود. از (7.7) می‌بینیم که مقادیر بزرگ  $\Theta$  را فقط می‌توان برای فاصله‌های کوتاه  $d$  آینه‌ها اندازه

گرفت، اما اندازه آینه‌ها کوچکترین فاصله آنها را محدود می‌کند. برای اندازه‌گیری  $\Theta$  ی بزرگ به آینه‌های بسیار کوچک نیازمندیم، که البته نور اندکی را گردآوری می‌کنند. بنابراین، قطرهای زاویه‌ای بسیار بزرگ را نمی‌توان با تداخل سنج هانبری براون اندازه گرفت، در حالی که اندازه‌گیری قطرهای زاویه‌ای کوچک، مادامی که ستاره به اندازه کافی درخشان باشد تا بتوان افت و خیزهای کوتاه‌مدت ( $10^{-9}$ s) را سنجید، امکان‌پذیر است. مخصوصاً برای  $\lambda$  کوچک، قطرهای زاویه‌ای کوچک را می‌توان اندازه گرفت. بهترین مورد استفاده تداخل سنج هانبری براون برای ستارگان درخشان با قطرهای زاویه‌ای کوچک است، یعنی برای ستارگان داغ درخشان رشته اصلی. بنابراین، این دستگاه مکمل تداخل سنج مایکلسون است که با آن قطرهای زاویه‌ای بزرگ را می‌توان اندازه گرفت.

در شکل ۶.۷ همبستگی اندازه‌گیری شده برای افت و خیزهای دو آینه بر حسب فاصله آنها برای برخی ستارگان نشان داده شده است. برای فاصله‌های زیاد، همبستگی کم می‌شود. هرچه قطر زاویه‌ای کوچکتر باشد، فاصله‌ای که برای آن همبستگی کاهش می‌یابد کوچکتر می‌شود.



شکل ۶.۷ همبستگی میان افت و خیزهای شدت دو آینه تداخل سنج هانبری براون بر حسب فاصله بین آنها نشان داده شده است. برای قطرهای زاویه‌ای بزرگ، (نگاه کنید به  $\alpha$  ی چنگ) همبستگی برای فاصله‌های کوچک از میان می‌رود. برای قطرهای زاویه‌ای کوچک ستارگان (مثلاً  $\beta$  صلیب) همبستگی برای فاصله‌های بسیار بزرگتر برقرار است.

جدول ۲.۷. قطرهای زاویه‌ای،  $\Theta$ ، که با تداخل‌سنج هانبری براون اندازه‌گیری شده است

دما <sup>۱</sup>	قطر زاویه‌ای <sup>۲</sup>	نام	شماره <sup>۱</sup>
$[T_{\text{eff}} \pm \sigma]/\text{K}$	بر حسب $10^{-2}$ ثانیه کمانی $\Theta_{\text{LD}} \pm \sigma$	نوع <sup>۲</sup>	ستاره
۱۳۷۰۰ ± ۶۰۰	۱٫۹۲ ± ۰٫۰۷	B۳(Vp)	$\alpha$ Eri ۴۷۲
۱۱۵۰۰ ± ۷۰۰	۲٫۵۵ ± ۰٫۰۵	B۸(Ia)	$\beta$ Ori ۱۷۱۳
۲۰۸۰۰ ± ۱۳۰۰	۰٫۷۲ ± ۰٫۰۴	B۲(III)	$\gamma$ Ori ۱۷۹۰
۲۴۵۰۰ ± ۲۰۰۰	۰٫۶۹ ± ۰٫۰۴	B۰(Ia)	$\epsilon$ Ori ۱۹۰۳
۲۶۱۰۰ ± ۲۲۰۰	۰٫۴۸ ± ۰٫۰۴	O۹٫۵(Ib)	$\zeta$ Ori ۱۹۴۸
۳۰۴۰۰ ± ۲۰۰۰	۰٫۴۵ ± ۰٫۰۳	B۰٫۵(Ia)	$\kappa$ Ori ۲۰۰۴
۲۵۳۰۰ ± ۱۵۰۰	۰٫۵۲ ± ۰٫۰۳	B۱(II-III)	$\beta$ CMa ۲۲۹۴
۷۵۰۰ ± ۲۵۰	۰٫۶۶ ± ۰٫۰۸	F۰(Ib-II)	$\alpha$ Car ۲۳۲۶
۹۶۰۰ ± ۵۰۰	۱٫۳۹ ± ۰٫۰۹	A۰(IV)	$\gamma$ Gem ۲۴۲۱
۱۰۲۵۰ ± ۱۵۰	۵٫۸۹ ± ۰٫۱۶	A۱(V)	$\alpha$ CMa ۲۴۹۱
۲۰۸۰۰ ± ۱۳۰۰	۰٫۸۰ ± ۰٫۰۵	B۲(II)	$\epsilon$ CMa ۲۶۱۸
...	۳٫۶۰ ± ۰٫۵۰	F۸(Ia)	$\delta$ CMa ۲۶۹۳
۱۴۲۰۰ ± ۱۳۰۰	۰٫۷۵ ± ۰٫۰۶	B۵(Ia)	$\eta$ CMa ۲۸۲۷
۶۵۰۰ ± ۲۰۰	۵٫۵۰ ± ۰٫۱۷	F۵(IV - V)	$\alpha$ CMi ۲۹۴۳
۳۰۷۰۰ ± ۲۵۰۰	۰٫۴۲ ± ۰٫۰۳	O۵(f)	$\zeta$ Pup ۳۱۶۵
۲۹۰۰۰ ± ۳۰۰۰	۰٫۴۴ ± ۰٫۰۵	WC۸ + O۹	$\gamma^{\dagger}$ Vel ۳۲۰۷
۹۵۰۰ ± ۳۵۰	۱٫۵۹ ± ۰٫۰۷	A۱(IV)	$\beta$ Car ۳۶۸۵
۱۲۷۰۰ ± ۸۰۰	۱٫۳۷ ± ۰٫۰۶	B۷(V)	$\alpha$ Leo ۳۹۸۲
۹۰۵۰ ± ۴۵۰	۱٫۳۳ ± ۰٫۱۰	A۳(V)	$\beta$ Leo ۴۵۳۴
۱۳۱۰۰ ± ۱۲۰۰	۰٫۷۵ ± ۰٫۰۶	B۸(III)	$\gamma$ Crv ۴۶۶۲
۲۷۹۰۰ ± ۱۲۰۰	۰٫۷۲۲ ± ۰٫۰۲۳	B۰٫۵(III)	$\beta$ Cru ۴۸۵۳
۲۲۴۰۰ ± ۱۰۰۰	۰٫۸۷ ± ۰٫۰۴	B۱(IV)	$\alpha$ Vir ۵۰۵۶
۲۶۰۰۰ ± ۱۸۰۰	۰٫۴۸ ± ۰٫۰۳	B۱(III)	$\epsilon$ Cen ۵۱۳۲
...	۰٫۴۶ ± ۰٫۰۴	B۰٫۵(IV)	$\delta$ Sco ۵۹۵۳
...	۰٫۵۱ ± ۰٫۰۵	O۹٫۵(V)	$\zeta$ Oph ۶۱۷۵
۸۱۵۰ ± ۴۰۰	۱٫۶۳ ± ۰٫۱۳	A۵(III)	$\alpha$ Oph ۶۵۵۶
۹۶۵۰ ± ۴۰۰	۱٫۴۴ ± ۰٫۰۶	A۰(V)	$\epsilon$ Sgr ۶۸۷۹
۹۲۵۰ ± ۳۵۰	۳٫۲۴ ± ۰٫۰۷	A۰(V)	$\alpha$ Lyr ۷۰۰۱
۸۲۵۰ ± ۲۵۰	۲٫۹۸ ± ۰٫۱۴	A۷(IV, V)	$\alpha$ Aql ۷۵۵۷
۱۷۱۰۰ ± ۱۴۰۰	۰٫۸۰ ± ۰٫۰۵	B۲٫۵(V)	$\alpha$ Pav ۷۷۹۰
۱۴۸۰۰ ± ۱۲۰۰	۱٫۰۲ ± ۰٫۰۷	B۷(IV)	$\alpha$ Gru ۸۴۲۵
۹۲۰۰ ± ۵۰۰	۲٫۱۰ ± ۰٫۱۴	A۳(V)	$\alpha$ PsA ۸۷۲۸

۱. شماره فهرست ستارگان درخشان.

۲. نوع طیفی و طبقه روشنایی (در پرانتز) در فصل ۱۰ بررسی می‌شود.

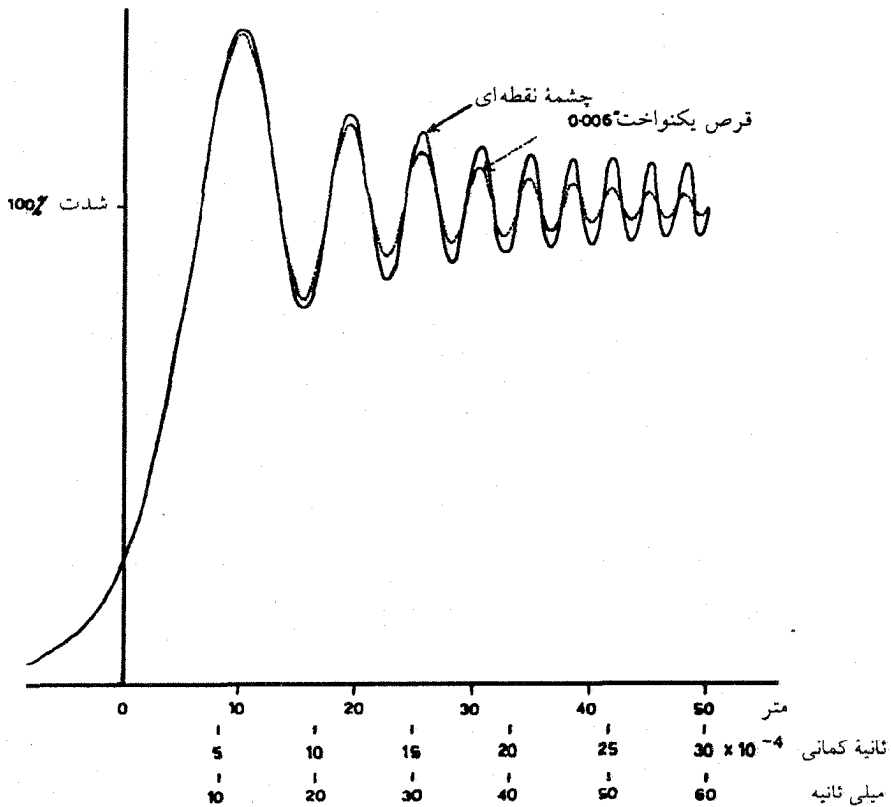
۳. قطر زاویه‌ای واقعی با تصحیح اثرهای تاریکی لبه.

۴. دماهای مؤثر در فصل ۸ بررسی می‌شود.

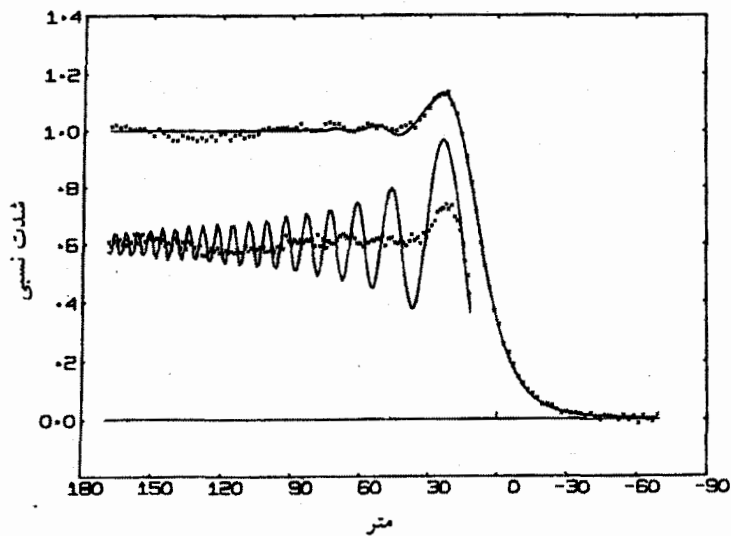
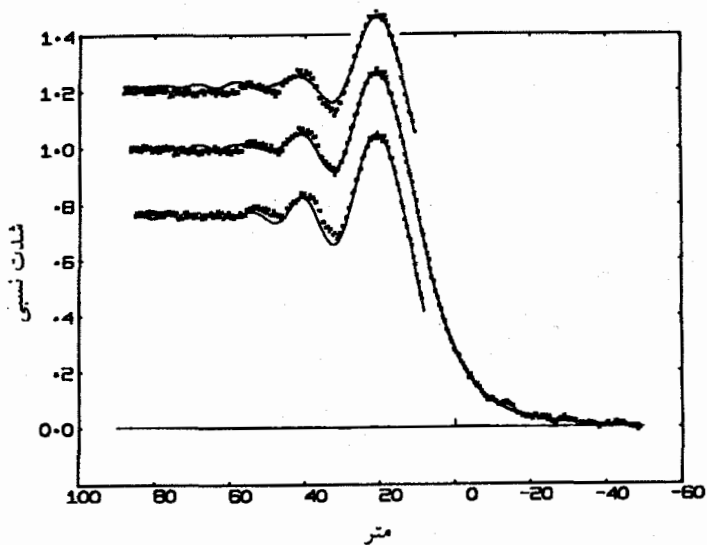
در جدول ۲.۷ قطره‌های زاویه‌ای ستارگان که با تداخل سنج هانبری براون اندازه‌گیری شده‌اند آمده است.

### ۴.۷ قطره‌های زاویه‌ای از استتارهای قمری

برای ستارگان نزدیک به دایرة البروج، یعنی نزدیک صفحه مدار زمین، قطره‌های زاویه‌ای را می‌توان به کمک استتار قمری وقتی که طرف تاریک ماه، ستاره را می‌پوشاند نیز اندازه گرفت. چون ماه در مدت ۲۸ روز یک‌بار دور زمین می‌گردد پس هر ماه یک‌بار در آسمان می‌چرخد،



شکل ۷.۷ نقش پراش محاسبه‌شده در طی استتارهای قمری برای یک چشمه نقطه‌ای نشان داده شده است. سه مقیاس محور افقی نشانگر اندازه نقش بر روی زمین بر حسب متر است، زاویه‌ای که این نقش در ماه می‌سازد بر حسب ثانیه کمانی، و تغییرات نور در یک نقطه ثابت بر حسب میلی ثانیه است.



شکل ۸.۷ نقشه‌های تداخل اندازه‌گیری شده (ستاره‌ها) برای استار قمری برای  $\gamma$  یور (بالا) و  $\gamma$  یور (پایین) نشان داده شده‌اند. همین‌طور نقشه‌های نظری را برای قطر زاویه‌ای  $\theta = 7.98$  میلی ثانیه کمانی (منحنی وسطی برای  $\gamma$  یور) که بهترین برازش را دارد، همراه با منحنی‌های نظری برای  $\theta = 8.98$  میلی ثانیه کمانی (بالا) و برای  $\theta = 6.98$  میلی ثانیه کمانی (منحنی پایین برای  $\gamma$  یور) نشان داده شده‌اند. در منحنی‌های رسم شده برای ستارگان جبار منحنی نظری (منحنی بالا)، و نیز منحنی مربوط به چشمه نقطه‌ای (منحنی پایین) نشان داده شده است.



جدول ۳.۷ بعضی از قطره‌های زاویه‌ای که به کمک استار قمری از داده‌های ریجوی، ولز، و جویس<sup>۱</sup> به دست آمده است (۱۹۷۷)

شماره	$\Theta_{LD}$ الف	$\pi$	نوع طیفی $\epsilon$	B - V	mv	$10^{-2}$ ثانیه کمانی	ثانیه کمانی	$R/R_{\odot}$	$T_{eff}$	ستاره	$\nu$ HR
۲۲۸۶		۰.۰۲۰	M۳III	۱.۶۴	۲.۸۸	۱۳.۶۵	۰.۰۲۰	۷۳.۲	۳۶۵۰	$\mu$ Gem	
۸۶۷		۰.۰۱۴	M۶III	۱.۴۷	۵.۹۱	۱۰.۱۸	۰.۰۱۴	۷۸.۰	۳۱۶۰	RZ Ari	
۱۹۷۷		؟	C۵II	۳.۰۳	۶.۹۵	۸.۵۸	؟	؟	؟	Y Tau	
۵۳۰۱		۰.۰۱۲	M۲III	۱.۷۲	۴.۹۱	۴.۴۱	۰.۰۱۲	۳۹.۴	۴۰۴۰		
۴۹۰۲		۰.۰۲۱	M۳III	۱.۶۰	۴.۷۹	۵.۸۶	۰.۰۲۱	۲۹.۹	۳۵۳۰	$\psi$ Vir	
۷۱۵۰		۰.۰۱۱	K۸III	۱.۱۸	۳.۵۱	۳.۸۰	۰.۰۱۱	۳۷.۱	۴۲۱۰	$\zeta^2$ Sgr	
۹۰۰۴		-۰.۰۰۴	C۵II	۲.۶۰	۵.۰۴	۹.۳۱	-۰.۰۰۴	؟	؟	TX Psc	
۳۹۸۰		؟	K۴III	۱.۴۵	۴.۳۷	۳.۵۵	؟	؟	۴۰۰۰	۳۱ Leo	
۷۹۰۰		۰.۰۱۹	M۲III	۱.۶۶	۵.۱۰	۴.۷۲	۰.۰۱۹	۲۶.۶	۳۴۴۰	$\nu$ Cap	

الف) با در نظر گرفتن تاریخ شدن لبه قرص.

ب) شماره موجود در فهرست ستارگان درخشان هافلیت و یاشک<sup>۲</sup> (۱۹۸۲).

ج) از فهرست ستارگان درخشان.

د) با فرض  $BC = ۲.۰$

1. Ridgeway, Wells and Joyce 2. Hoffleit and Jaschek

و می‌تواند ستارگانی که پشت مدار آن قرار دارند از چشم ما پنهان کند. چون مدار ماه با صفحه مدار زمین زاویه‌ای در حدود  $5^\circ$  می‌سازد، و چون زمین به دور خورشید می‌گردد، ستارگان مختلف در زمانهای متفاوت ناپدید می‌شوند. اگرچه، فقط ستارگانی را که در گستره زاویه‌ای کوچکی حول دایره البروج قرار دارند می‌توان بدین طریق بررسی کرد، اما قطره‌های زاویه‌ای، تعداد نسبتاً زیادی از ستارگان با استار قمری تعیین شده است. البته، باید منتظر هنگامی شویم که ستاره‌گرفتی به صورت طبیعی به وقوع می‌پیوندد و امیدوار باشیم که در آن زمان خاص هوا نیز مساعد باشد. به طور کلی، ما فقط باید زمان بین شروع کم شدن نور ستاره تا از بین رفتن کامل آن را اندازه بگیریم. ماه در هر ماه، یعنی در تقریباً  $10^6 \times 3$  ثانیه  $360^\circ$  حرکت می‌کند. یعنی حرکت آن در هر ثانیه حدود  $0.۰۵$  ثانیه کمانی است. اگر قطر زاویه‌ای ستاره  $10^{-3}$  ثانیه کمانی باشد دارای زمان تفکیک در حدود  $10^{-3}$  s یا بهتر خواهیم بود. در این بازه‌های زمانی بسیار کوتاه، باید بتوانیم شار تابش ستاره را اندازه بگیریم. یعنی، برای اینکه در  $10^{-3}$  s نور کافی گردآوری کنیم، ستارگان مورد

نظر باید درخشان باشند و از تلسکوپهای بزرگ نیز استفاده کنیم.

در عمل، نور ستاره به صورت یکنواخت از بین نمی‌رود، بلکه پرتوهای نور ستاره در لبه ماه پراشیده می‌شوند (پراش فرنل). برهم‌نهی "تداخل" باریکه‌های پراشیده مختلف، که از قسمتهای مختلف ستاره سرچشمه گرفته‌اند، یک نقش تداخل را به وجود می‌آورد (نگاه کنید به شکل ۷.۷، که در آن دو نقش تداخل محاسبه‌شده از این نوع را باز تولید کرده‌ایم). نقش تداخل به قطر زاویه‌ای ستاره بستگی دارد. نقش اندازه‌گیری شده را باید با آنچه برای قطرهای زاویه‌ای مختلف محاسبه شده است مقایسه کرد. نقشی که بهترین برازش را با مقدار مشاهده‌شده دارد، قطر زاویه‌ای ستاره را به ما می‌دهد. در شکل ۸.۷ بعضی نقشهای مشاهده‌شده و بهترین برازش محاسبه‌شده را نشان داده‌ایم. جدول ۳.۷ شامل بعضی از قطرهای زاویه‌های ستاره‌ای است که به کمک استتار قمری تعیین شده‌اند.



## دماهای مؤثر ستارگان

### ۱.۸ بحث کلی

همان طور که در فصل ۶ (۴.۶) دیدیم، با اندازه‌گیری شار  $\pi F$  که در هر ثانیه به هر سانتی‌متر مربع بالای جو زمین می‌رسد می‌توان، با معلوم بودن قطر زاویه‌ای یا شعاع زاویه‌ای  $R/d$  ستاره، شار سطحی آن به ازای هر سانتی‌متر مربع در هر ثانیه را تعیین کرد. با  $\theta = R/d$  داریم

$$\pi F = \pi f \cdot \theta^2 \quad (۱.۸)$$

شار سطحی تعیین می‌کند که چقدر تابش از هر سانتی‌متر مربع ستاره در هر ثانیه گسیل می‌شود. برای به دست آوردن برآوردی از دمای ستاره، می‌توان این شار سطحی را با شاری که یک جسم سیاه با دمای  $T$  گسیل می‌کند مقایسه کرد، با توجه به (۵.۴) داریم

$$\pi F(\text{جسم سیاه}) = \sigma T^4 \quad (۲.۸)$$

اگر ستاره مثل یک جسم سیاه تابش می‌کرد می‌توانستیم این معادله را برای تعیین دمای آن به کار

بریم. اما، می‌دانیم که ستارگان اجسام سیاه نیستند زیرا به خوبی از محیط اطراف خود عایق‌بندی نشده‌اند، بلکه در واقع همواره مقدار زیادی انرژی به این محیط می‌دهند، و این از خوش‌شناسی ماست، زیرا در غیر این صورت از وجود آنها آگاه نمی‌شدیم.

بنابراین، می‌دانیم که ستارگان اجسام سیاه نیستند. با وجود این می‌توانیم اتلاف انرژی آنها به ازای هر سانتی‌متر مربع را با جسم سیاه مقایسه کنیم. اگر آنها مثل اجسام سیاه تابش می‌کردند دمای آنها را از رابطه زیر به دست آوریم

$$\sigma T^{\text{f}} = \pi F = \sigma T_{\text{eff}}^{\text{f}} \quad (3.8)$$

دمایی که بدین طریق تعیین می‌شود را دمای مؤثر ستاره می‌نامند. این یکی دیگر از راههای توصیف شار سطحی یک ستاره است. معنی آن این است که اتلاف انرژی ستاره به ازای هر سانتی‌متر مربع در هر ثانیه همانند یک جسم سیاه با دمای  $T = T_{\text{eff}}$  است.

اگر تابش سیاه خروجی از یک سوراخ در جعبه را اندازه بگیریم، به معنای آن است که جسم سیاه را مجاز به از دست دادن انرژی کرده‌ایم، که البته دیگر دقیقاً یک جسم سیاه نخواهد بود زیرا دیگر از محیط اطراف عایق‌بندی نشده است. باید اطمینان حاصل کنیم سوراخی که تابش از آن فرار می‌کند بسیار کوچک است، به طوری که اتلاف انرژی در مقایسه با محتوای انرژی جسم سیاه بسیار کوچک باقی می‌ماند با توجه به این ملاحظات، این امیدواری به وجود می‌آید که ستارگان تفاوت چندانی با جسم سیاه ندارند، زیرا اتلاف انرژی آنها، هر چقدر هم که زیاد باشد، در مقایسه با محتوای انرژی آنها ناچیز است.

معادله (۳.۸) تعریف دمای مؤثر یک ستاره است. در جلد دوم خواهیم دید که این  $T_{\text{eff}}$  در واقع دمای لایه سطحی ستاره‌ای است که عمدتاً تابش را از آن دریافت می‌داریم. می‌توان دمای مؤثر را میانگین دمای لایه‌های سطحی ستاره دانست.

در فصل ۷ در باره اینکه چگونه شعاعهای زاویه‌ای چندگروه از ستارگان را می‌توان اندازه گرفت بحث کردیم. برای این ستارگان می‌توان  $T_{\text{eff}}$  را با دانستن  $\pi f$  مستقیماً تعیین کرد. اما، برای تعیین  $\pi f$  باید تابش ستاره در تمام طول موجها، از جمله آنهایی که در جو زمین نفوذ نمی‌کنند، را بدانیم.

## ۲.۸ شار سطحی خورشید و دمای مؤثر

خوشبختانه خورشید تمام تابش خود را در طول موجهای فروسرخ و فزاینش، که نمی‌توانند در جو زمین نفوذ کنند، گسیل نمی‌دارد. حتی می‌توانیم کل تابش خورشید را با ماهواره‌های بالای جو

اندازه بگیریم و به دست آوریم

$$\pi f(\text{خورشید}) = S = 1.38 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.8)$$

با معلوم بودن قطر زاویه‌ای خورشید (بخش ۲.۶)، یعنی  $\Theta = 0.0093^\circ$ ، رادیان، به دست می‌آوریم

$$\pi F(\text{خورشید}) = 6.3 \times 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.8)$$

با داشتن  $\pi F(\text{خورشید}) = \sigma T_{\text{eff}}^4$  می‌توان محاسبه کرد

$$T_{\text{eff}}(\text{خورشید}) = 5780 \text{ K} \quad (6.8)$$

به یادداشتن این مقدار به عنوان یک مرجع سودمند است.

به خاطر داریم که دمای خورشید را با توجه به طول موج  $\lambda_{\text{max}}$  که برای آن بیشینه توزیع انرژی خورشید را مشاهده می‌کنیم، از قانون جابه‌جایی وین (۷.۴) در حدود  $6000 \text{ K}$  تخمین زدیم. سازگاری خوب این مقدار با  $T_{\text{eff}}$  خورشید، این امیدواری را به وجود می‌آورد که این مقادیر در واقع اطلاعاتی در باره لایه‌های خارجی خورشید در اختیار ما بگذارند، و تابش خورشیدی در واقع تفاوت چندانی با جسم سیاه نداشته باشد. در جلد دوم در باره اینکه معنی "تفاوت چندانی ندارند" چیست صحبت خواهیم کرد.

### ۳.۸ دماهای مؤثر ستارگان

برای ستارگان آبی‌تر از خورشید، که انتظار داریم داغتر از آن باشند، تابش بیشتری را در طول موجهای کوتاهتر، یعنی در فرابنفش انتظار داریم. با ماهواره‌های نجومی می‌توانیم تابش را در همه طول موجها اندازه بگیریم. بنابراین، می‌توان  $f_\lambda$  را اصولاً برای همه طول موجها تعیین کرد. اما، یک مشکل اساسی که راه‌حلی ندارد این است که ماده میان ستاره‌ای بین ما و ستاره دارای ضریب جذب بزرگی برای نور با طول موجهای کوتاهتر از  $912 \text{ \AA}$  (نگاه کنید به فصل ۱۷) است. ما هیچ تابشی در این طول موجها را از ستارگان دورتر از حدود  $5 \text{ pc}$  دریافت نمی‌کنیم. همین‌طور برای طول موجهای بلندتر از  $912 \text{ \AA}$  جذب شدیدی برای ستارگان با فاصله بیش از  $20 \text{ pc}$  وجود دارد. بنابراین، برای ستارگان داغ،  $\pi f$  را فقط می‌توانیم برای ستارگان نزدیکتر از  $20 \text{ pc}$  تعیین کنیم. اما ستارگان آبی چندانی در فاصله کم وجود ندارد. بنابراین، معلومات دقیقی از  $T_{\text{eff}}$  ستارگان

جدول ۱.۸ مقادیر پذیرفته شده  $T_{\text{eff}}$  برای ستارگان با رنگهای B - V مختلف و رده درخشندگی متفاوت (خطا حداقل ۵٪ است)

I	III	V	B - V	I <sup>۳</sup>	III <sup>۲</sup>	V <sup>۱</sup>	B - V
۸۰۰۰	۸۳۷۰	۸۳۸۰	۰٫۱۲		۳۷۰۰۰	۳۷۰۰۰	-۰٫۳۲
۷۷۰۰	۸۱۳۰	۸۱۵۰	۰٫۱۶	۳۵۰۰۰	۳۳۰۰۰	۳۳۰۰۰	-۰٫۳۱
۷۴۴۰	۷۸۹۰	۷۹۱۰	۰٫۲۰	۳۴۷۰۰	۳۰۵۰۰	۳۰۵۰۰	-۰٫۳۰
۶۸۰۰	۷۲۷۰	۷۳۰۰	۰٫۳۰	۳۴۴۰۰	۲۸۷۰۰	۲۸۷۰۰	-۰٫۲۹
۶۳۷۰	۶۷۱۰	۶۷۵۰	۰٫۴۰	۳۳۸۰۰	۲۷۲۰۰	۲۷۲۰۰	-۰٫۲۸
۶۰۲۰	۶۲۷۰	۶۳۱۰	۰٫۵۰	۳۲۵۰۰	۲۵۷۰۰	۲۵۷۰۰	-۰٫۲۷
۵۷۴۰	۵۸۶۰	۵۹۱۰	۰٫۶۰	۲۶۰۰۰	۲۴۵۰۰	۲۴۵۰۰	-۰٫۲۶
۵۴۶۰	۵۴۸۰	۵۵۴۰	۰٫۷۰	۲۳۵۰۰	۲۲۰۰۰	۲۲۰۰۰	-۰٫۲۴
۵۲۲۰	۵۲۶۰	۵۳۳۰	۰٫۸۰	۲۱۲۰۰	۱۹۸۰۰	۱۹۸۰۰	-۰٫۲۲
۴۹۸۰	۵۰۲۰	۵۰۹۰	۰٫۹۰	۱۹۱۰۰	۱۷۷۰۰	۱۷۷۰۰	-۰٫۲۰
۴۷۷۰	۴۷۸۰	۴۸۴۰	۱٫۰۰	۱۵۷۰۰	۱۴۵۰۰	۱۴۵۰۰	-۰٫۱۶
۴۵۷۰	۴۵۸۰	۴۶۰۰	۱٫۱۰	۱۳۵۰۰	۱۲۵۰۰	۱۲۵۰۰	-۰٫۱۲
۴۴۱۰	۴۳۰۰	۴۳۵۰	۱٫۲۰	۱۱۹۰۰	۱۱۱۰۰	۱۱۱۰۰	-۰٫۰۸
۴۲۶۰	۴۰۶۰	۴۱۰۰	۱٫۳۰	۱۰۷۰۰	۱۰۲۰۰	۱۰۲۰۰	-۰٫۰۴
۴۱۴۰	۳۹۰۰	۳۸۵۰	۱٫۴۰	۹۶۰۰	۹۴۸۰	۹۴۸۰	۰٫۰۰
۴۰۲۰	۳۷۸۰	(۳۵۰۰)	۱٫۵۰	۹۰۰۰	۹۰۸۰	۹۰۸۰	+۰٫۰۴
				۸۵۰۰	۸۷۰۰	۸۷۰۰	+۰٫۰۸

۱. V معرف ستارگان رشته اصلی است.

۲. III غولها را نشان می دهد.

۳. I نشانگر ابرغولهاست.

بسیار داغ نداریم، اگرچه برآوردهای خوبی از توضیحات نظری بخش مشاهده شده توزیع طیفی در اختیار داریم. ابتدایی ترین روش برونپایی تعیین یک مقدار تقریبی  $T_{\text{eff}}$  و این فرض است که ستاره در واقع همانند یک جسم سیاه در دمای  $T = T_{\text{eff}}$  تابش می کند. در این صورت تابع پلانک تعیین می کند که چه مقدار تابش در طول موجهای کوتاه، که نمی توانیم شار آنها را مشاهده کنیم، باید وجود داشته باشد. باید این مقدار را به انرژی مشاهده شده بیفزاییم و مقدار بهتری را برای  $T_{\text{eff}}$  تعیین کنیم. این روش تصحیحات خوبی به دست نمی دهد، زیرا ستارگان داغ، در ناحیه طول

موجهای کوتاه، مثل یک جسم سیاه تابش نمی‌کنند. در جلد دوم خواهیم دید که چگونه می‌توان این کار را بهتر انجام داد.

در جدول ۷.۲،  $T_{\text{eff}}$  برای ستارگانی داده شده است که قطرهای زاویه‌ای آنها با تداخل سنج هانبری براون و جدول ۳.۷ تعیین شده‌اند، داده‌های اندازه‌گیری شده از استتارهای قمری به دست آمده‌اند. در جدول ۱.۸ بهترین مقادیر  $T_{\text{eff}}$  بر حسب رنگهای  $B - V$  برای ستارگان رشته اصلی (V)، گولها (III) و اَبَرگولها (I) آورده شده‌اند.

این مقادیر مربوط به ستارگان اطراف ماست، که آنها را ستارگان جمعیت I می‌نامیم. بعداً خواهیم دید (فصل ۱۲) که ستارگان دیگری وجود دارند که در این جمعیت قرار نمی‌گیرند. برای آنها رابطه دیگری بین رنگها و دماهای مؤثر به دست می‌آوریم.

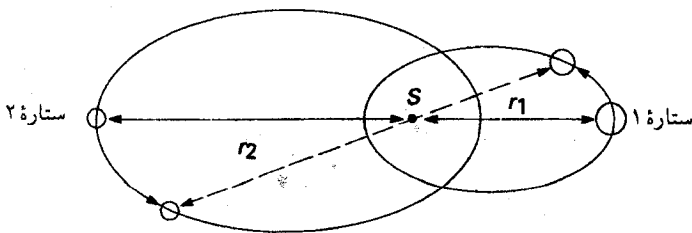
## جرمها و شعاعهای ستارگان

### ۱.۹ بحث کلی دوتاییها

برای ستارگانی که قطرهای زاویه‌ای آنها اندازه‌گیری شده است، می‌توان شعاعها را با ضرب کردن شعاع زاویه‌ای در فاصله ستاره، در صورتی که آن را بدانیم، به دست آورد. برای ستارگان دورتر از  $20 \text{ pc}$  نمی‌توان اختلاف منظرهای مثلثاتی را به دقت تعیین کرد، بنابراین فاصله‌ها را باید از راههای غیرمستقیم تعیین کنیم. اختلاف منظر جریان ستاره برای تعیین فاصله خوشه شجاع به کار رفته است، اما معلوم شده است که اختلاف منظرهای فوتومتری دقیقترند. خوشبختانه، می‌توانیم شعاعهای ستارگان را در سیستمهای دوتایی خاص، یعنی دوتاییهای گرفتی، نیز تعیین کنیم. برای این دوتاییها می‌توانیم جرم ستاره‌ها را هم مشخص کنیم. بنابراین، این بخش را به انواع خاص دوتاییها به طور کلی، و بخش بعد را به انواع خاص دوتاییهایی که می‌توان شعاع ستاره‌ای آنها را اندازه گرفت، یعنی دوتاییهای گرفتی، و دوتاییهایی که جرم آنها را می‌توان تعیین کرد، باز هم دوتاییهای گرفتی و دوتاییهای مرئی اختصاص می‌دهیم.

می‌توان جرمهای ستاره‌ای دوتاییها را با بهره‌گیری از قانون سوم کپلر تعیین کرد. بگذارید مکانیک





شکل ۱.۹ در یک سیستم دوتایی متشکل از دو ستاره، ستاره ۱ و ستاره ۲ حول گرانیگاه  $S$  می‌گردند.

سیستمهای دوتایی را به اختصار بررسی کنیم.

در منظومه خورشیدی عادت کرده‌ایم که یک جسم، یعنی خورشید، دارای جرم بسیار بزرگتر از اجسام دیگر، یعنی سیارات باشد. برای دوتاییهای متشکل از دو ستاره باید توجه کنیم که هر دو جسم دارای مدارهای بیضوی (یا شاید دایره‌ای) حول گرانیگاه  $S$  هستند. (شکل ۱.۹) هستند. از تعریف گرانیگاه می‌دانیم که

$$M_1 r_1 = M_2 r_2 \quad (1.9)$$

که در آن  $M_1$  و  $M_2$  جرمها و  $r_1$  و  $r_2$  فاصله ستارگان از گرانیگاه است. در یک سیستم دوتایی باید نیروهای گرانشی و گریز از مرکز متوازن شوند که برای مدارهای دایره‌ای به معنی آن است که

$$\frac{GM_1 M_2}{(r_1 + r_2)^2} = M_1 \omega^2 r_1 = M_2 \omega^2 r_2 \quad (2.9)$$

که  $\omega_1$  و  $\omega_2$  سرعتهای زاویه‌ای،  $r_1$  و  $r_2$  شعاعهای مداری دو ستاره، و  $G$  ثابت گرانشی است. برای اینکه دو ستاره همفاز بمانند، یعنی گرانیگاه با سرعت ثابت حرکت کند، باید داشته باشیم  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ .

همچنین برای صادق بودن (۲.۹)، باید علاوه بر آن  $M_1 r_1 = M_2 r_2$  باشد، که به معنی آن است که هر دو مدار حول گرانیگاه می‌چرخند.

برای مدارهای دایره‌ای می‌توان به جای  $\omega$  مقدار زیر را قرار داد

$$\omega = 2\pi/P \quad (3.9)$$

که  $P$  دوره مداری است. سپس به دست می‌آوریم

$$\frac{GM_1 M_2}{(r_1 + r_2)^2} = M_1 r_1 \frac{4\pi^2}{P^2} \quad (4.9)$$

با تقسیم کردن بر  $M_1 r_1 4\pi^2$  خواهیم داشت

$$\frac{G}{4\pi^2} \cdot \frac{M_2}{r_1} \frac{1}{(r_1 + r_2)^2} = \frac{1}{P^2} \quad (5.9)$$

با بهره‌گیری از (۱.۹) به دست می‌آوریم  $M_1 = (M_2 \cdot r_2)/r_1$  و

$$(M_1 + M_2) = M_2 \left( \frac{r_2}{r_1} + 1 \right) \quad \text{یا} \quad M_1 + M_2 = \frac{M_2}{r_1} (r_2 + r_1) \quad (6.9)$$

که نتیجه می‌دهد

$$\frac{M_2}{r_1} = \frac{M_1 + M_2}{r_2 + r_1} \quad (7.9)$$

با قراردادن (۷.۹) در (۵.۹) شکل کلی قانون سوم کپلر به دست می‌آید

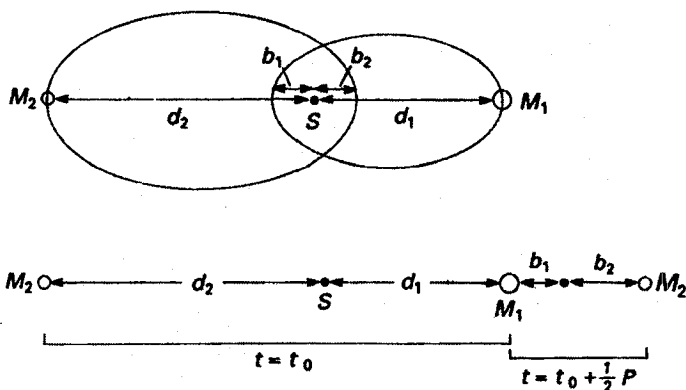
$$M_1 + M_2 = \frac{(r_1 + r_2)^3}{P^2} \cdot \frac{4\pi^2}{G} \quad (8.9)$$

اگر فاصله‌ها بر حسب یکاهای نجومی، زمان بر حسب سال، و جرمها بر حسب جرم خورشیدی باشند، ضریب  $4\pi^2/G$  برابر واحد می‌شود.

اگرچه (۸.۹) را برای مدارهای دایره‌ای به دست آورده‌ایم (در غیر این صورت  $r_1, r_2$  و  $\omega$  تابع زمان می‌شدند)، اما می‌توان نشان داد که قانون، در صورتی که به جای  $r_1$  و  $r_2$  نیم‌قطرهای بزرگ  $a_1$  و  $a_2$  را قرار دهیم، برای مدارهای بیضوی نیز صادق است.

برای تعیین جرم ستاره‌ها، باید  $a_1$  و  $a_2$  یا لاقط مجموع آنها را باید تعیین کنیم. اگر به دوتاییهای مرئی بنگریم، یعنی دوتاییهایی که می‌توانیم هر دو ستاره را ببینیم، معمولاً فقط قادر به مشاهده مدار یک ستاره نسبت به دیگری هستیم. برای مدارهای دایره‌ای دو ستاره، مدار نسبی هر ستاره دور ستاره دیگر نیز یک دایره با شعاع  $r_1 + r_2$  خواهد بود. با رسم منحنی موقعیتهای نسبی یک ستاره دور ستاره دیگر برای مدارهای بیضوی، می‌توان دید که هر ستاره یک بیضی را دور ستاره دیگر می‌پیماید که ستاره دوم در نقطه کانونی یک مدار واقعاً بیضوی\* است. نیم‌قطر بزرگ مدار یک ستاره دور ستاره دیگر برابر است با  $a_1 + a_2$ . این را می‌توان در شکل ۲.۹ به صورت زیر دید.

\* البته آنچه ما می‌بینیم، معمولاً مدار واقعی نیست، بلکه تصویر مدار واقعی در زمینه آسمان است. بعداً خواهیم دید که چگونه می‌توان تصویر مدار را از روی سرعتها تعیین کرد.



شکل ۲.۹ قطر بزرگ مدار نسبی  $M_1$  حول  $M_2$  مجموع قطرهای بزرگ هر ستاره دورگرانیگاه  $S$  است.  $t$  به معنی زمان و  $P$  به معنی دوره است،  $t_0$  بیشینه فاصله دو ستاره است.

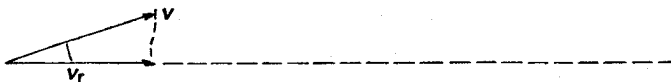
قطر بزرگ مدار نسبی برابر است با

$$b_1 + b_2 + d_2 + d_1 = b_1 + d_1 + b_2 + d_2 = (a_1 + a_2)2 = 2a \quad (9.9)$$

که مجموع قطرهای بزرگ مدارها دورگرانیگاه است. ما  $a_2$  و  $a_1$  را به جای نیم قطرهای بزرگ مدارهای ستاره‌ای دورگرانیگاه، و  $a$  را به جای نیم قطر بزرگ مدار یک ستاره نسبت به دیگری گذاشته‌ایم. آنچه عملاً در یک سیستم دوتایی مرئی مشاهده می‌کنیم، متأسفانه قطر بزرگ نیست، بلکه قطر بزرگ زاویه‌ای یعنی فاصله  $2a$  است. برای تبدیل این به قطر بزرگ واقعی باید فاصله را تعیین کنیم یا روش تبدیل دیگری بیابیم. همان‌طور که می‌دانیم اختلاف منظر را فقط برای ستارگان نزدیک می‌توان با دقت تعیین کرد. خوشبختانه اثر دوپلر مستقل از فاصله است و یک مقیاس هندسی در اختیارمان می‌گذارد.

## ۲.۹ اثر دوپلر

اثر دوپلر برای بسیاری از شاخه‌های پژوهشی نجومی مهم است، زیرا این امکان را فراهم می‌سازد، تا مؤلفه‌های سرعت در امتداد خط دید، یعنی سرعت شعاعی را اندازه بگیریم (نگاه کنید به شکل ۳.۹). برای ستارگان، البته نمی‌توانیم سرعت را مانند اجسام روی زمین با اندازه‌گیری مسافت طی شده و تقسیم آن بر زمان انجام این کار تعیین کنیم. به خاطر داشته باشید که ما فقط می‌توانیم



شکل ۳.۹ مؤلفه سرعت در جهت ناظر، سرعت شعاعی  $v_r$ ، باعث تغییر طول موج نور می‌شود که از رابطه (۱۰.۹) به دست می‌آید.

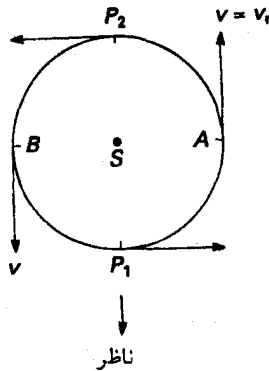
نور ستاره را ملاحظه کنیم، و از آن اطلاعات لازم را به دست آوریم. خوشبختانه بسامد نوری که می‌بینیم وقتی چشمه نور به ما نزدیک یا از ما دور می‌شود تغییر می‌کند. تغییر بسامد یا طول موج را اثر دوپلر می‌نامند. خوشبختانه طیفهای ستاره‌ای نوار طول موج بسیار باریکی دارند که شدت نور در آن بسیار کم است، این نوارها همان خطوط به اصطلاح جذبی هستند که طول موجهایی را مشخص می‌کنند که اثر دوپلر آنها باید اندازه‌گیری شود. اگر چشمه نور به ناظر نزدیک شود طول موج به اندازه  $\Delta\lambda$  کوتاه می‌شود که

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c} \quad (10.9)$$

که  $\lambda_0$  طول موج سکون خط است (یعنی، طول موج خط در صورتی که سرعت ناظر و چشمه یکسان باشد).  $v_r$  مؤلفه سرعت در جهت ناظر، یعنی خط دید یا سرعت شعاعی است (شکل ۳.۹). اگر چشمه نور از ناظر دور شود، طول موج به همین نسبت بلندتر می‌شود. این انتقال طول موج است که امکان اندازه‌گیری سرعتهای شعاعی ستارگان بر حسب cm/s را فراهم می‌سازد.

### ۳.۹ سرعتهای شعاعی و جرمهای ستارگان

برای اندازه‌گیری سرعتهای شعاعی ستارگان باید توزیعیهای انرژی ستارگان را در نوارهای طول موج باریک مشاهده کنیم، یعنی باید طیفهایی با به اصطلاح تفکیک خوب بگیریم، به طوری که بتوانیم طول موج خطهای طیفی را به خوبی ببینیم و اندازه بگیریم. اگر خط دید ما در صفحه مدار سیستیم دوتایی متشکل از ستارگان  $A$  و  $B$  باشد که در مدارهای دایره‌ای دورگرانیگاه  $S$  می‌گردند (شکل ۴.۹)، هنگامی که فاصله زاویه‌ای دو ستاره پیشینه است، ستاره  $B$  به طرف ما حرکت می‌کند در حالی که ستاره  $A$  از ما دور می‌شود. اگر جرم ستاره‌های  $A$  و  $B$ ، چنانکه در شکل ۴.۹ فرض کرده‌ایم، یکسان باشد، اندازه سرعت آنها یکسان و جهت آنها مخالف یکدیگر است. در این زمان، ستاره‌ها بزرگترین مؤلفه شعاعی را دارند. در حالی که اندازه سرعت دو ستاره در مدارهای دایره‌ای آنها یکسان باقی می‌ماند، مؤلفه در امتداد خط دید با گذشت زمان کاهش می‌یابد و وقتی



شکل ۴.۹ در نقطه‌های  $A$  و  $B$  طیف‌های انتقال دوپلری متناظر با سرعت‌های مداری را از خود نشان می‌دهند. در موقعیتهای  $P_1$  و  $P_2$  سرعت‌های شعاعی صفر است.

به نقطه  $P_1$  و  $P_2$  می‌رسند، که حرکت آنها بر امتداد خط دید عمود است، صفر می‌شود. در این هنگام، خط‌های طیفی، که خط‌های فرانهوفر نیز خوانده می‌شوند، در طول موج  $\lambda_0$  متناظر با سرعت گرانیگاه قرار دارند. سپس با تغییر جهت مؤلفه‌های سرعت شعاعی انتقال دوپلر تغییر علامت می‌دهد. خط‌های هر دو ستاره اکنون در جهت‌های مخالف جابه‌جا می‌شود. به طور کلی خط‌های هر ستاره یک انتقال دوره‌ای دارند که مقدار آن بر حسب زمان، اگر مدارها دایره‌ای باشد، به صورت سینوسی تغییر می‌کند.

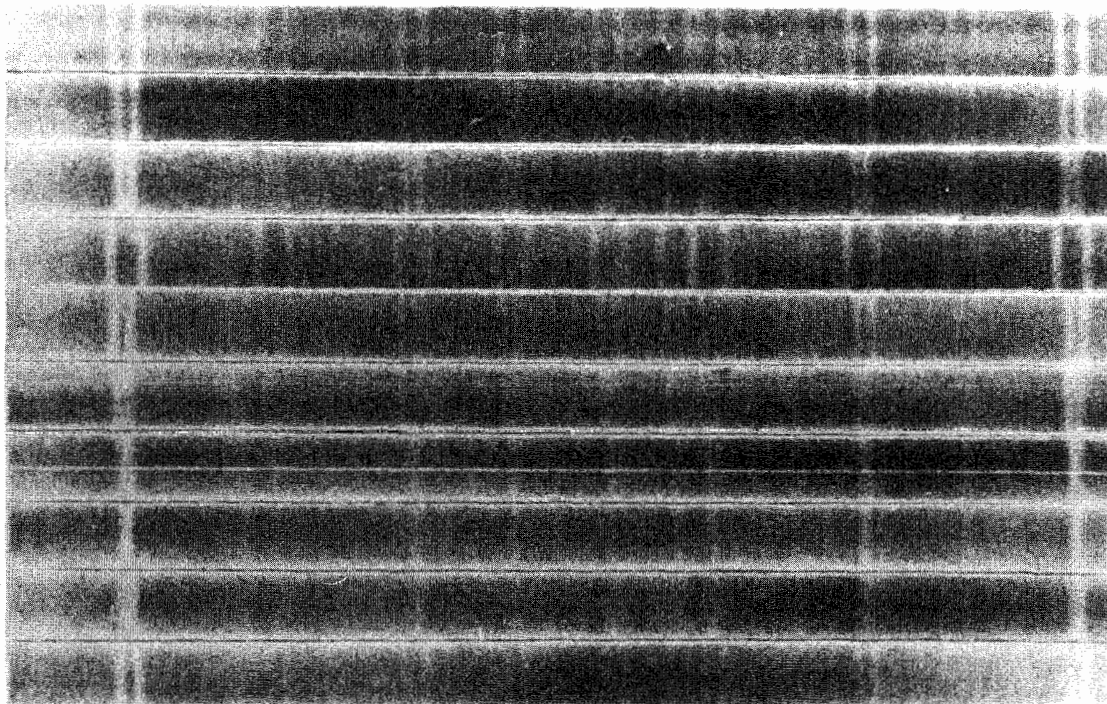
در شکل ۵.۹ طیف‌های یک سیستم دوتایی را نشان داده‌ایم، که در آن ستاره‌ها به اندازه‌ای به هم نزدیک‌اند که نمی‌توان آنها را جداگانه مشاهده کرد. فقط می‌توان مجموع طیف‌های دو ستاره را به دست آورد، که خط‌های هر دو ستاره را نشان می‌دهد. یک سری زمانی طیفها را مشاهده می‌کنیم که در یک دوره مداری از طیف بالایی به طیف پایینی منتقل می‌شوند. این تغییرات تقریباً سینوسی را می‌توان در فاصله خط‌های ستاره مشاهده کرد.

منحنیهای سرعت شعاعی برای دو ستاره در سیستم دوتایی  $\zeta$  سیمرغ در شکل ۶.۹ ب نشان داده شده است.

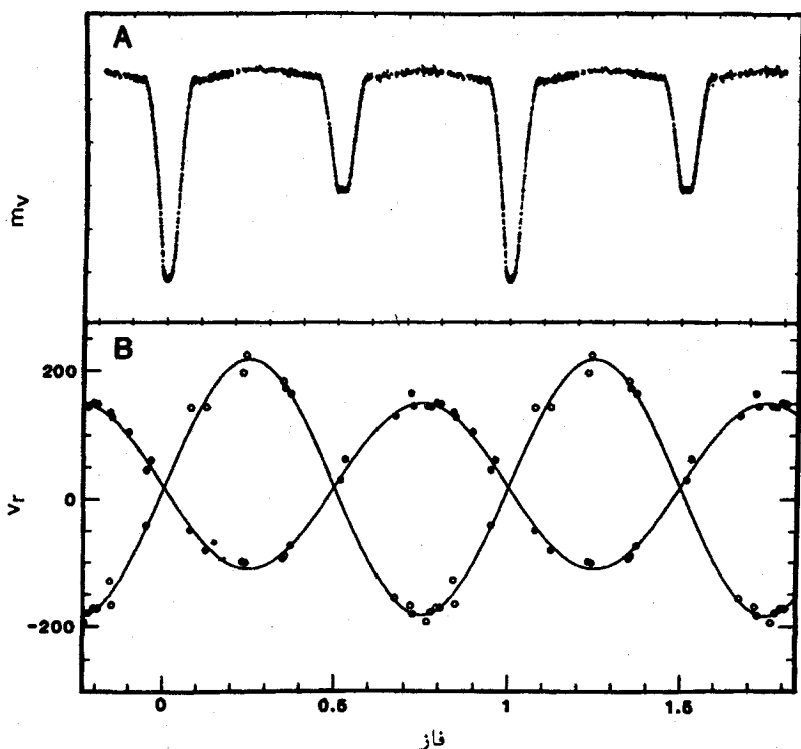
ستارگانی را که نمی‌توان به طور جداگانه مشاهده کرد ولی سرشت دوتایی آنها از انتقال‌های دوپلر دوره‌ای خط‌های طیفی نمایان می‌شود دوتاییهای طیف نامند.

برای دوتاییهایی که می‌توان طیف هر دو را به دست آورد، و برای مدارهای دایره‌ای با دوره  $P$  باید داشته باشیم

1945  
 June U.T.  
 28 5:06  
 29 4:05  
 30 4:11  
 July  
 1 5:00  
 5 4:08  
 6 5:28  
 7 5:30  
 10 4:35  
 12 4:11  
 15 3:03



شکل ۵.۹ از بالا به پایین دنباله زمانی سیستم دوتایی میزار نشان داده شده است. دو ستاره به اندازه ای به هم نزدیک اند که نمی توان طیفهای آنها را جدا کرد. سیستمهای خطی هر دو ستاره در هر طیف دیده می شود. محل خطهای دو ستاره بر اثر انتقال دوپلر ناشی از حرکتهای مداری جابه جا می شود. طول موجهای خطهای ستاره ۱ و ۲ با فاز مخالف یکدیگر تغییر می کند.



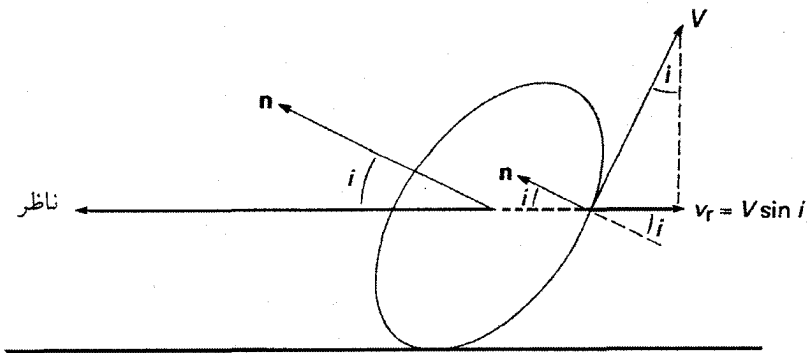
شکل ۶.۹ منحنیهای نور و سرعت برای دوتایی گرفتی (سیمرغ) بر حسب فاز مداری نشان داده شده است. در مدتی که یک ستاره پشت ستاره دیگر است شدت نور کم می‌شود. این رویداد دوبار در هر دوره رخ می‌دهد، یک‌بار وقتی ستاره ۱ جلوی ستاره ۲ است، و بار دیگر وقتی ستاره ۲ جلوی ستاره ۱ است. اگر درخشندگی سطحی ستاره ۲ بیشتر باشد، یعنی اگر ستاره ۲ نور بیشتری را به ازای هر  $\text{cm}^2$  گسیل کند، در هنگامی که ستاره ۲ می‌گیرد نور کمتری را از زمان گرفت ستاره ۱ دریافت می‌کنیم. بنابراین نخستین کمینه، عمیقتر از کمینه دوم است.

$$v_1 = \frac{2\pi r_1}{P} \quad \text{و} \quad v_2 = \frac{2\pi r_2}{P} \quad (11.9)$$

و

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{r_1}{r_2} = \frac{M_2}{M_1} \quad (12.9)$$

البته باید دوره‌های هر دو ستاره یکسان باشد.  $v_1$  و  $v_2$  را می‌توان در بیشینه فاصله زاویه‌ای دو ستاره اندازه گرفت. به کمک دوره اندازه‌گیری شده می‌توان  $r_1$ ،  $r_2$  و مجموع  $r_1 + r_2$  را بر حسب



شکل ۷.۹ اگر عمود بر صفحه مدار  $n$  نسبت به خط دید دارای زاویه میل  $i$  باشد، سرعت شعاعی  $v_r$  برابر است با  $V \sin i$  که  $V$  سرعت مداری واقعی است.

CM تعیین کرد که با توجه به (۸.۹) مجموع جرمها را به دست می‌دهد. از (۱۲.۹) می‌توان نسبت جرمها را به دست آورد. با داشتن مجموع جرمها و نسبت آنها، تعیین هر یک از جرمها یک مسئله ریاضی ساده است.

متأسفانه، برای اغلب ستارگان اغلب مدارهای دایره‌ای و خط دید ما در صفحه مداری نیست. اگر ستارگان در مدارهای دایره‌ای نباشند، منحنیهای سرعت مداری آنها عموماً سینوسی نیست، بلکه شکل آن تابع درجه خروج از مرکز و سمتگیری قطر بزرگ مدار نسبت به خط دید است که با زاویه میان عمود  $n$  بر صفحه مدار و خط دید تعیین می‌شود.

اگر زاویه میل  $i$  بین عمود  $n$  بر صفحه مدار و خط دید  $90^\circ$  نباشد، که به معنی قراردادن خط دید در صفحه مدار است، همه سرعتهای شعاعی اندازه‌گیری شده، تصویر مؤلفه سرعت بر خط دید است. یعنی همه سرعتها با ضریب  $\sin i$  کاهش یافته‌اند. حتی برای مدارهای دایره‌ای، سرعت شعاعی اندازه‌گیری شده در بیشترین فاصله فقط  $V \sin i$  است (شکل ۷.۹) بنابراین، نمی‌توان جرمها را بدون دانستن  $\sin i$  تعیین کرد. برای  $i = 90^\circ$  به نظر می‌رسد که ستارگان در خط راست حرکت می‌کنند. فقط برای  $\sin i = 0$  می‌توانیم شکل واقعی مدار را ببینیم، اما در این صورت نمی‌توانیم سرعتها را اندازه بگیریم. برای زاویه‌های بین  $0^\circ$  و  $90^\circ$  حتی اگر مدارها دایره‌ای باشند، بیضوی به نظر می‌رسند. بنابراین، برای اینکه بتوانیم نیم‌قطرهای بزرگ و جرمها را به دست آوریم باید پارامترهای مداری مانند نسبت بیضویت، سمتگیری بیضی، و زاویه میل  $i$  صفحه مداری را بدانیم.



## ۴.۹ تعیین پارامترهای مداری برای دوتاییها

## ۱.۴.۹ بحث کلی

قبل از بحث مفصل در بارهٔ روال تعیین پارامترهای مداری برای دوتاییها، بگذارید ببینیم چگونه منحنیهای سرعت شعاعی برای مدارهای مختلف تغییر می‌کند. مدار را در صورتی می‌توان تعیین کرد که بیضویت، سمتگیری بیضی، و زاویهٔ میل  $i$  بین خط دید و عمود بر صفحه مدار  $n$  را بدانیم.

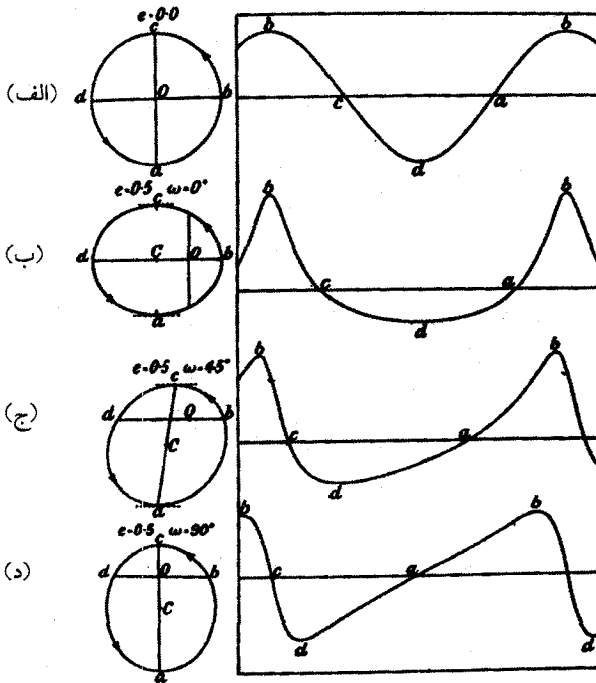
بیضویت  $\delta$  را مقدار خروج از مرکز  $e$  تعیین می‌کند که از رابطهٔ زیر به دست می‌آید

$$e^2 = 1 - \frac{b^2}{a^2} \quad (۱۳.۹)$$

که  $a$  و  $b$  به ترتیب نصف قطر بزرگ و نصف قطر کوچک بیضی است. سمتگیری بیضی را زاویهٔ  $\omega$  تعیین می‌کند که زاویهٔ بین قطر کوچک بیضی و تصویر خط دید بر صفحهٔ مداری است.

در شکل ۸.۹ منحنیهای سرعت شعاعی مشاهده شده را برای یک مدار دایره‌ای،  $e = 0^\circ$  (الف) و برای  $e = 5^\circ$  برای سمتگیریهای مختلف بیضی نشان داده‌ایم. برای زاویه‌های مختلف  $i$  همهٔ سرعتها باید در ضریب  $\sin i$  ضرب شود ولی شکل تغییر نمی‌کند. بنابراین نمی‌توان زاویهٔ  $i$  را از شکل منحنی سرعت تعیین کرد. به هر حال، بیضویت را می‌توان از شکل منحنی سرعت شعاعی به دست آورد. اگر  $e \neq 0^\circ$  منحنی سینوسی نیست زیرا وقتی ستارگان به هم نزدیک‌اند، سرعتشان بیشتر است. در شکل ۸.۹ (ب) قله‌های بلند سرعت شعاعی را وقتی ستارگان از نقطهٔ  $b$ ، حضیض مدار، می‌گذرند مشاهده می‌کنیم. وقتی ستاره به طرف ما حرکت می‌کند، در نقطهٔ  $d$  از ستارهٔ دیگر دور است و در نتیجه سرعت بسیار کمتری دارد. برای سرعتهای منفی، یک دورهٔ پهن و تخت اندازه‌گیری می‌شود. اگر  $\omega = 45^\circ$  باشد، مطابق شکل ۸.۹ (ج)، یک منحنی سرعت بسیار نامتقارن به دست می‌آید، اما هنوز سرعتهای مثبت از منفی بزرگتر هستند. اگر  $\omega = 90^\circ$  باشد (شکل ۸.۹ (د)) محل بیضی نسبت به خط دید متقارن است. بنابراین بزرگترین سرعتهای مثبت و منفی قدر مطلقهای یکسان دارند، اما زمان رسیدن از بزرگترین سرعت منفی به بزرگترین سرعت مثبت بسیار طولانیتر است، زیرا در عبور از  $d$  و  $b$  مسافت طولانیتر و سرعت کوچکتر از رفتن از  $b$  به  $d$  است. با توجه به شکل ۸.۹ به راحتی مشاهده می‌کنیم که می‌توان  $e$  و  $\omega$  را از انحراف منحنی سرعت شعاعی از یک منحنی سینوسی به دست آورد.

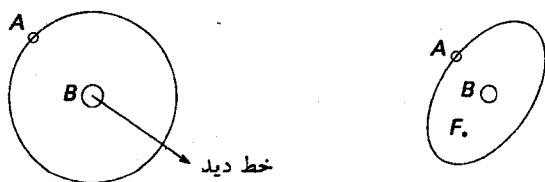
برای جزئیات روال ریاضی می‌توانید مثلاً به Binnendijk (۱۹۶۰) مراجعه کنید.



شکل ۸.۹ منحنیهای سرعت شعاعی که (الف) از مدارهای ستاره‌ای با بیضویت صفر و (ب) با بیضویت  $e = 0.5$  برای  $\omega = 0^\circ$  و (ج) برای همان بیضویت با  $\omega = 45^\circ$ ، و (د) همچنین برای  $\omega = 90^\circ$  رسم شده‌اند.  $e \neq 0$  معمولاً اختلافی میان سرعت‌های بیشینه مثبت و منفی به وجود می‌آورد (نگاه کنید به (ج) و (د) مگر برای موردی که  $\omega = 90^\circ$  باشد. در این مورد اختلاف زمان بین نقطه‌های  $b$  و  $d$  در یک طرف و نقطه‌های  $d$  و  $b$  در طرف دیگر (د) معیاری از بیضویت است.

### ۲.۴.۹ تعیین $i$ برای دوتاییهای مرئی

با مطالعه سرعت‌های شعاعی نمی‌توان زاویهٔ میل  $i$  بین خط دید و عمود بر صفحهٔ مدار را تعیین کرد. اما اگر با یک دوتایی مرئی سروکار داشته باشیم، که برای آن بتوان شکل مدارها را تعیین کرد، می‌توانیم  $i$  را مشخص کنیم. می‌دانیم که در دوتاییها، ستارهٔ دوم باید در نقطهٔ کانونی مدار ستارهٔ اول باشد. فرض کنید که ستارگان دارای مدارهای دایره‌ای باشند که به علت صفر نبودن  $i$  بیضوی به نظر می‌رسند. بنابراین، برای یک مدار دایره‌ای ستارهٔ ثانویه در وسط قطر بزرگ ظاهر می‌شود و نه در نقطهٔ کانونی (شکل ۹.۹). پس بلافاصله متوجه می‌شویم که مدار واقعی باید دایره باشد. از نسبت ظاهری قطر کوچک به قطر بزرگ می‌توانیم در این مورد خاص، بزرگی  $i$  را تعیین کنیم. اگر



شکل ۹.۹ برای مدار دایره‌ای ستاره A حول ستاره B که عمود  $n$  بر آن با خط دید زاویه  $i$  می‌سازد، تصویر مدار ظاهری بر زمینه آسمان یک بیضی است که ستاره B، به جای اینکه در نقطه کانونی F آن باشد، در وسط قطر بزرگ است.

ستاره دوم خارج از مرکز به نظر برسد اما در نقطه کانونی نباشد، می‌دانیم که  $i$  برابر  $90^\circ$  نیست، اما مدار واقعی بیضی است. بنابراین، می‌توان حساب کرد چقدر باید تصویر بیضی مشاهده شده را خم کرد تا ستاره دوم در نقطه کانونی مدار بیضی قرار گیرد. برای روال کار و جزئیات تعیین مدار رجوع کنید به Binnendijk (۱۹۶۰).

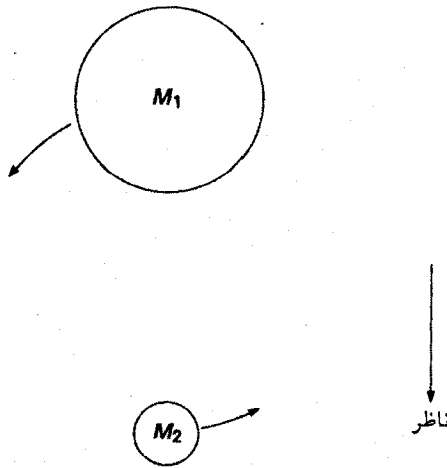
### ۳.۴.۹ فاصله تا دوتاییهای مرئی

در بخش ۳.۹ دیدیم که اگر بتوان با اندازه‌گیری سرعتهای شعاعی، تعیین پارامترهای مداری، و  $\sin i$ ، سرعت مداری واقعی را به دست آورد، تعیین شعاعهای مداری بر حسب سانتی‌متر ممکن می‌شود. اگر سرعتهای مداری واقعی را بدانیم، شعاعهای مداری و سرعتها برای مدار دایره‌ای از رابطه‌های (۱۱.۹) به دست می‌آیند. از دو معادله (۱۱.۹) می‌توان  $r_1$  و  $r_2$  و در نتیجه  $r_1 + r_2$  را تعیین کرد. با مشاهده مدار یک ستاره حول ستاره دیگر می‌توان نیم‌قطر بزرگ زاویه‌ای  $\alpha = (r_1 + r_2)/d$  را تعیین کرد که  $d$  فاصله تا سیستم دوتایی است. وقتی  $r_1$  و  $r_2$  را بر حسب سانتی‌متر تعیین کردیم، می‌توانیم  $d$  را نیز بر حسب سانتی‌متر (یا pc) از رابطه زیر به دست آوریم

$$d = \frac{r_1 + r_2}{\alpha} \quad (14.9)$$

بنابراین، برای دوتاییهای مرئی می‌توان فاصله را، حتی بدون اندازه‌گیری اختلاف منظرهای مثلثاتی\*، تعیین کرد.

\* عملاً فقط چند سیستم به اندازه کافی نزدیک هستند که می‌توان ستارگان را به صورت جداگانه دید، و دوره‌های آنها، در مقایسه با طول عمر انسان، چندان طولانی نیست، و سرعتها به قدر کافی زیاد است که می‌توان آن را به دقت تعیین کرد.

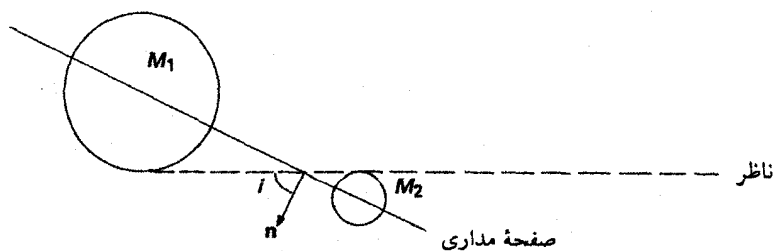


شکل ۱۰.۹ اگر یک ستاره در امتداد خط دید جلوی ستاره دیگر قرار بگیرد، نور کلی سیستم کاهش می‌یابد. ما گرفت ستاره را می‌بینیم.

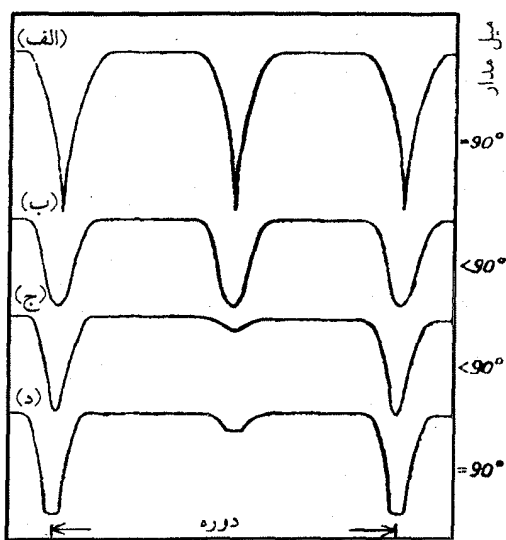
#### ۴.۴.۹ دوتاییهای گرفتی

الف. تعیین جرم یک گروه دیگر دوتاییها که می‌توان  $i$  را برای آنها تعیین کرد. دوتاییهای گرفتی است. برای این ستارگان خط دید تقریباً در صفحه مداری است، به طوری که بعضی اوقات ستاره دوم در مقابل ستاره اول قرار می‌گیرد (شکل ۱۰.۹). نیم‌دوره بعد ستاره اول جلوی ستاره دوم قرار خواهد گرفت. اگر یک ستاره در امتداد خط دید مقابل ستاره دیگر قرار گیرد، می‌توانیم مطمئن باشیم که  $\sin i$  در حدود ۱ است، در غیر این صورت ستاره "جلویی" بالا یا پایین ستاره "عقبی" خواهد بود مگر اینکه ستارگان بسیار نزدیک باشند (شکل ۱۱.۹). اغلب دوتاییهای که رصد شده‌اند فاصله‌شان به اندازه کافی زیاد است که گرفت در صورتی رخ می‌دهد که  $i > 75^\circ$  باشد که به معنی  $\sin i \geq 0.96$  و  $\sin^3 i \geq 0.89$  است. یعنی اگر نشانه‌ای از گرفتن می‌بینیم،  $\sin^3 i$  نمی‌تواند بسیار از ۱۰٪ با ۱ اختلاف داشته باشد. با فرض  $\sin^3 i = 1$  خطایی در حدود ۱۰٪ در جرمها (معادله ۲۶.۹) خواهیم داشت. با روشهای اصلاح شده می‌توان  $\sin i$  را حتی برای گرفتهای جزئی تعیین کرد. معمولاً فرض می‌کنیم که برای دوتاییهای گرفتی  $\sin i = 1$  است.

این گرفتهای را می‌توان از روش کاهش مقدار نور دریافتی در طول دوره‌های ناپدید شدن تشخیص داد. شکل ۶.۹ منحنی نور را برای دوتایی گرفتی  $\zeta$  سیمرخ نشان می‌دهد. در شکل ۱۲.۹ منحنیهای کلی نور را برای دوتاییهای با نسبتهای مختلف اندازه، شعاع و روشنایی سطحی متفاوت باز تولید



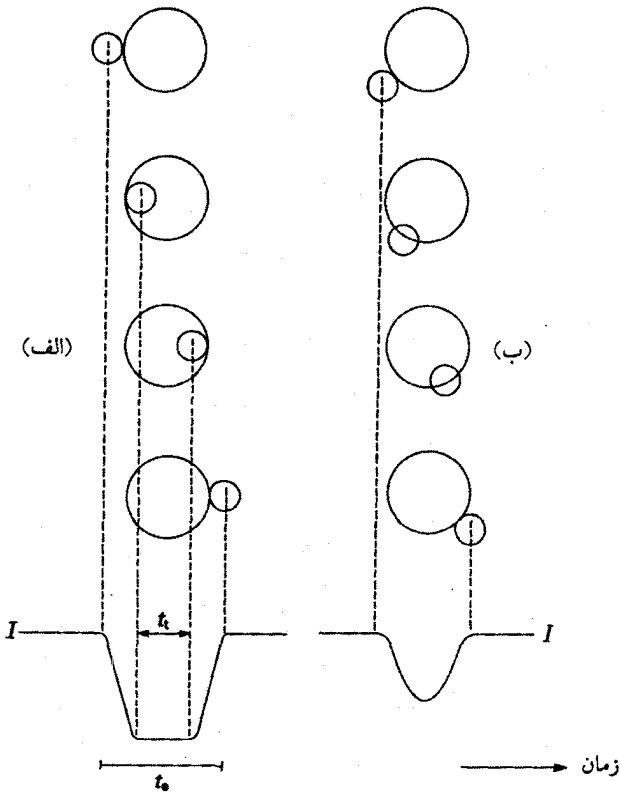
شکل ۱۱.۹ اگر خط دید از صفحه مداری انحراف زیادی داشته باشد، در امتداد خط دید در مقابل  $M_2$  قرار نمی‌گیرد. برای گرفتن زاویه  $i$  باید بسیار نزدیک به  $90^\circ$  باشد.



شکل ۱۲.۹ منحنیهای کلی نور برای نسبتهای مختلف شعاعهای ستاره‌ای و روشناییهای سطحی متفاوت ستارگان گرفتگی. شکلهای (الف) و (ب) منحنیهای نور را برای دوتاییهای گرفتگی، که هر دوی آنها دارای شعاع و روشنایی سطحی برابرند، نشان می‌دهد. منحنیهای (ج) و (د) برای دوتاییهایی به کار می‌روند که شعاع و روشنایی سطحی متفاوت دارند.

کرده‌ایم. در شکل ۱۳.۹ ارتباط میان وضعیت هندسی با منحنیهای نور مشاهده‌شده بر حسب زمان نشان داده شده است. از شکل ۱۴.۹ می‌توان دید که برای یک مدار دایره‌ای ستاره  $A$  حول ستاره  $B$ ، نسبت زمان کل گرفتن  $t_e$  به طول دوره  $P$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$t_e/P = \frac{2R_A + 2R_B}{2\pi r} \quad (15.9)$$

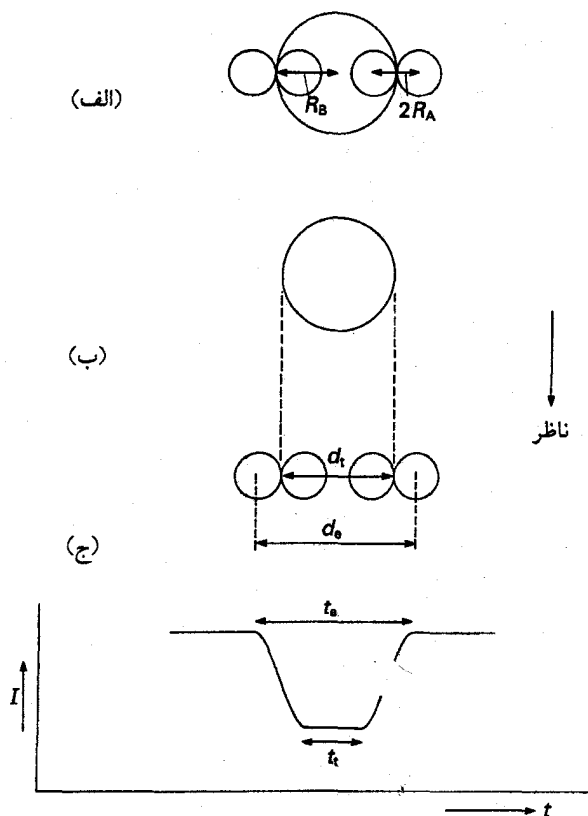


شکل ۱۳.۹ برای گرفت کامل (الف) منحنی نور دارای کف تخت است (بجز در موردی که شعاعها مساوی باشند)، در حالی که برای گرفت جزئی (ب) منحنی نور دارای کف تخت نیست.

که  $R_B$  و  $R_A$  به ترتیب شعاع ستاره‌های  $A$  و  $B$ ، و  $r$  شعاع مدار ستاره  $A$  حول ستاره  $B$  است. در معادله (۱۵.۹) فرض شده است که جرم ستاره  $B$  بسیار بیشتر از ستاره  $A$  است. به طوری که می‌توان سرعت ستاره  $B$  را نادیده گرفت. همچنین فرض شده است که  $R_B$  و  $R_A \gg r$ .

اگر  $t_e/P \ll 1$  باشد، شعاعهای ستاره‌ای خیلی کوچکتر از شعاع مدار است و ستارگان نمی‌توانند به یکدیگر خیلی نزدیک شوند. در این صورت گرفت به معنی آن است که  $i \approx 90^\circ$  و  $\sin i \approx 1$ . اگر شکل منحنی نور را به تفصیل بررسی کنیم اطلاعات دقیق بیشتری در باره  $i$  به دست می‌آوریم. اگر ستاره ثانویه از بالای استوای ستاره دیگر نگذرد، کاهش شدت نور دارای شیب کمتری است (شکل ۱۳.۹ (ب)).

برای این دوتاییهای گرتی باید زاویه میل  $i$  را هم بدانیم. بنابراین، می‌توانیم جرمهای هر دو مؤلفه



شکل ۱۴.۹ (الف) مکانهای ستاره‌گرفتی را در تماس اول، دوم، سوم، و چهارم برای ناظری که بالای صفحه کاغذ است نشان می‌دهد. شکل (ب) هندسه گرفت را برای ناظری نشان می‌دهد که خط دیدش در صفحه مداری (صفحه کاغذ) است و به مقیاس نیست. برای فاصله زیاد بین ستارگان  $A$  و  $B$  مسیر ستاره  $B$  را می‌توان با یک خط راست تقریب زد. شکل (ج) منحنی نور را بر حسب زمان برای مدت زمان گرفت نشان می‌دهد. در طی  $t_e$  ستاره  $A$  مسافت  $d_e = 2R_A + 2R_B$  را می‌پیماید. در مدت  $t_t$  ستاره  $A$  مسافت  $d_t = 2R_B - 2R_A$  را طی می‌کند.

را، مطابق آنچه در بخشهای ۱.۴.۹ و ۴.۴.۹ گفته شد، تعیین کنیم.

ب. تعیین شعاع دوتاییهای گرفتی، به ویژه اگر گرفت کامل باشد، برای تعیین شعاع نیز بسیار مفیدند.

شکل ۱۲.۹ منحنیهای نور را برای ستارگان با شعاع و روشناییهای سطحی مختلف نشان می‌دهد. چون منحنیهای نور بسیار متفاوت به نظر می‌رسند، می‌توانیم از آنها برای تعیین ویژگیهای

ستاره‌ها استفاده کنیم. برای راحتی، مجدداً فرض می‌کنیم که مدارها دایره‌ای هستند. معمولاً مدارها بیضوی‌اند، اما روش تغییر نمی‌کند، فقط ریاضیات پیچیده‌تر می‌شود.

اگر سرعتهای ستارگان را اندازه بگیریم، می‌توانیم شعاعهای هر دو ستاره را به کمک معادله (۱۵.۹) تعیین کنیم. بیشینه سرعت شعاعی ستاره  $A$  برابر است با

$$V_{r(\max)} = 2\pi r_A / P \quad (16.9)$$

همین‌طور می‌دانیم که برای گرفت کامل، مدت زمان بخش تخت منحنی نور  $t_t$ ، که در آن ستاره  $A$  کاملاً مقابل ستاره  $B$  قرار می‌گیرد، با رابطه زیر به طول دوره  $P$  مربوط می‌شود

$$t_t / P = (2R_B - 2R_A) / 2\pi r_A \quad (17.9)$$

اگر باز هم جرم ستاره  $B$  بسیار بیشتر از جرم ستاره  $A$  باشد، معادله (۱۶.۹) شعاع مداری  $r_A$  را تعیین می‌کند. از (۱۵.۹) و (۱۷.۹) به دست می‌آوریم

$$(t - t_t) / P = \frac{2R_A}{2\pi r_A} \quad (18.9)$$

و

$$(t_e + t_t) / P = \frac{2R_B}{2\pi r_A} \quad (19.9)$$

این معادله‌ها شعاع هر دو ستاره را به دست می‌دهند.

اگر جرم ستاره‌های  $A$  و  $B$  قابل مقایسه باشد، باید حرکت هر دو ستاره را در نظر بگیریم. در این صورت مدت گرفت کوتاه‌تر می‌شود، زیرا سرعتهای نسبی دو سرعت، یعنی  $V_A + V_B$ ، بزرگتر خواهد بود، که  $V_A = 2\pi r_A / P$  و  $V_B = 2\pi r_B / P$  است.

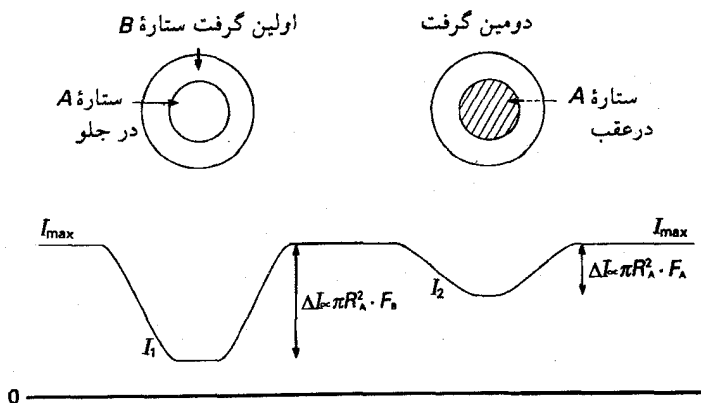
اگر ستارگان مدارهای بیضوی داشته باشند، باید بدانیم که ناپدیدشدن در چه بخشی از بیضی رخ می‌دهد، به طوری که بتوانیم بیشترین سرعت شعاعی را به سرعت نسبی در زمان گرفت مربوط کنیم. ریاضیات پیچیده‌تر می‌شود، اما اصل تعیین شعاع هر دو ستاره تغییری نمی‌کند.

ج. روشنایی سطحی دوتاییهای گرفتی از روی منحنیهای نور دوتاییهای گرفتی می‌توانیم نسبت روشناییهای سطحی ستارگان را نیز تعیین کنیم.

از شکل ۱۴.۹ می‌بینیم که بیشینه نور از رابطه زیر به دست می‌آید

$$I_{\max} = (\pi R_B^2 \cdot F_B + \pi R_A^2 \cdot F_A) \quad \text{ثابت} \quad (20.9)$$





شکل ۱۵.۹ در طول گرفت اول بخشی از سطح ستاره B ناپدید می‌شود. در طول گرفت دوم ستاره A کاملاً پنهان می‌شود. عمق کمینه‌های نوری به شارهای سطحی ستاره A و ستاره B بستگی دارد.

که  $F_B$  و  $F_A$  به ترتیب مقدار تابش گسیل شده به ازای هر  $\text{cm}^2$  سطح ستاره A و B است. مقدار ثابت را فاصله و حساسیت دستگاه گیرنده، همین‌طور تراکسیل جو زمین تعیین می‌کند. در مدت گرفت، کمینه شدت از رابطه زیر به دست می‌آید

$$I_1 = [(\pi R_B^2 - \pi R_A^2) \cdot F_B + \pi R_A^2 \cdot F_A] \text{ ثابت} \quad (21.9)$$

در مدت گرفت دوم کمینه شدت  $I_2$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$I_2 = (\pi R_B^2 \cdot F_B) \text{ ثابت} \quad (22.9)$$

از این رابطه به دست می‌آوریم

$$I_{\max} - I_2 = (\pi R_A^2 \cdot F_A) \text{ ثابت} \quad (23.9)$$

و

$$I_{\max} - I_1 = (\pi R_A^2 \cdot F_B) \text{ ثابت} \quad (24.9)$$

با معلوم بودن  $R_A$  و  $R_B$  از بحث قبل، می‌توانیم  $F_B$  و  $F_A$  را از (۲۳.۹) و (۲۴.۹) به دست آوریم، البته باید مقدار ثابت معلوم باشد، یعنی باید فاصله، تراکسیل جو زمین، و حساسیت دستگاه

و غیره را بدانیم. بنابراین، فقط می‌توانیم نسبت زیر را تعیین کنیم

$$\frac{I_{\max} - I_{\gamma}}{I_{\max} - I_{\lambda}} = \frac{F_A}{F_B} \quad (25.9)$$

اگر شار را برای یک ستاره بدانیم، می‌توانیم شار ستاره دیگر را تعیین کنیم. چون شارهای تابشی  $F_B$  و  $F_A$  دماهای مؤثر ستارگان را تعیین می‌کند، باید نسبت دماهای دو مؤلفه یک سیستم دوتایی گرفتی را هم بدانیم.

### ۵.۴.۹ دوتاییهای طیف‌نمایی

اغلب دوتاییها از نوع دوتایی طیف‌نمایی هستند، یعنی سرشت دوتایی آنها را می‌توان از روی انتقالهای خطی دوره‌ای به علت اثر دوپلر مشاهده کرد. اغلب فقط خطهای یک ستاره را می‌بینیم، زیرا همدم آن به اندازه‌ای ضعیف است که در طیف مشترک قابل تشخیص نیست. اگر هر دو طیف را ببینیم می‌توانیم نسبت جرم دو ستاره را از رابطه (۲.۹) تعیین کنیم. اینکه فقط می‌توانیم  $v_1 \sin i$  و  $v_2 \sin i$  را تعیین کنیم بدون اینکه بدانیم  $\sin i$  چیست، مشکلی به وجود نمی‌آورد. در تعیین نسبت عامل  $\sin i$  حذف می‌شود. اما اگر بخواهیم جرم مجموع را حساب کنیم به دردمس می‌افتیم. می‌دانیم که  $r_1 = v_1 P / (2\pi)$  و همین‌طور  $r_2 = v_2 P / (2\pi)$ . چون فقط  $v_1 \sin i$  و  $v_2 \sin i$  را می‌دانیم، می‌توانیم فقط  $r_1 \sin i$  و  $r_2 \sin i$  را تعیین کنیم. با توجه به (۸.۹) فقط می‌توانیم مقدار زیر را تعیین کنیم

$$(M_1 + M_2) \sin^3 i = \frac{(r_1 + r_2)^3 \sin^3 i \ 4\pi^2}{P^2 G} \quad (26.9)$$

مجموع جرم با ضریب  $\sin^3 i$  نامعین است، و در نتیجه هرکدام از جرمها نیز به همین اندازه خطا دارند.

### ۵.۹ داده‌های مربوط به جرم، شعاع، و دمای مؤثر ستاره‌ای

در جدول ۱.۹ فهرست جرمهای ستاره‌ای از مطالعه دوتاییهای مرئی با توجه به داده‌های د. پوپر (۱۹۸۰) آورده شده است. در همین جدول شعاعهای همین سیستمهای دوتایی را نیز نشان داده‌ایم. جدول ۲.۹ مقادیر میانگین جرم، شعاع، و دماهای مؤثر را برای ستارگان رشته اصلی با رنگهای B - V مختلف را نشان می‌دهد که برای فرونشانی میان ستاره‌ای تصحیح شده‌اند (نگاه کنید به فصل ۱۹).

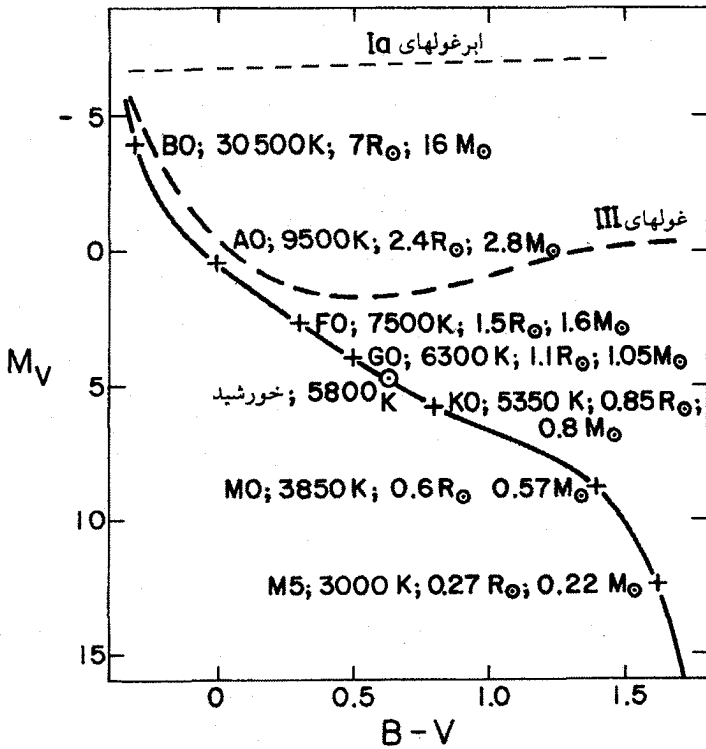
جدول ۱.۹ جرمها و شعاعهای برخی دوتاییهای مرئی با توجه به دادههای د. پوپر (۱۹۸۰)

$\pi''$	$R/R_{\odot}$	$M/M_{\odot}$	$S_p$	ستاره
۰٫۳۷۷	۱٫۶۸	۲٫۲۰	A۱V	$\alpha$ CMaA
۰٫۲۸۷	۲٫۰۶	۱٫۷۷	F۵IV - V	$\alpha$ CMi
۰٫۱۰۴	۲٫۲۴	۱٫۲۵	G۰IV	$\zeta$ Her A
۰٫۱۰۴	۰٫۷۹	۰٫۷۰	K۰V	$\zeta$ Her B
۰٫۷۴۳	۱٫۲۷	۱٫۱۴	G۲V	$\alpha$ Cen
۰٫۰۹۴	۱٫۳۵	۱٫۰۸	F۰V	$\gamma$ Vir
۰٫۱۷۲	۰٫۹۸	۰٫۹۱	G۰V	$\eta$ Cas A
۰٫۱۷۲	۰٫۵۹	۰٫۵۶	M۰V	$\eta$ Cas B
۰٫۱۴۸	۰٫۷۷	۰٫۹۰	G۸V	$\zeta$ Boo

جدول ۲.۹ جرمها و شعاعهای ستارگان رشته اصلی با توجه به دادههای اشمیت-کلیر (۱۹۸۲) و پوپر (۱۹۸۰)

$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	B - V	نوع طیفی <sup>۱</sup>
۲۳	۱۰	-۰٫۳۲	O۸
۱۶	۷٫۵	-۰٫۳۰	B۰
۹	۵٫۴	-۰٫۲۴	B۲
۶	۴٫۲	-۰٫۱۸	B۴
۴٫۵	۳٫۴	-۰٫۱۵	B۶
۳٫۸	۲٫۹	-۰٫۱۱	B۸
۲٫۸	۲٫۴	-۰٫۰۱	A۰
۲٫۰	۱٫۶	+۰٫۱۵	A۵
۱٫۶	۱٫۴	+۰٫۳۰	F۰
۱٫۳	۱٫۳	+۰٫۴۴	F۵
۱٫۱	۱٫۱	+۰٫۵۸	G۰
۰٫۹۳	۰٫۹۵	+۰٫۶۸	G۵
۰٫۸۲	۰٫۸۵	+۰٫۸۱	K۰
۰٫۶۵	۰٫۷۲	+۱٫۱۵	K۵
۰٫۵۰	۰٫۶۰	+۱٫۴۰	M۰
۰٫۲۰	۰٫۲۷	+۱٫۶۲	M۵

۱. انواع طیفی در فصل ۱۰ بررسی می‌شوند.



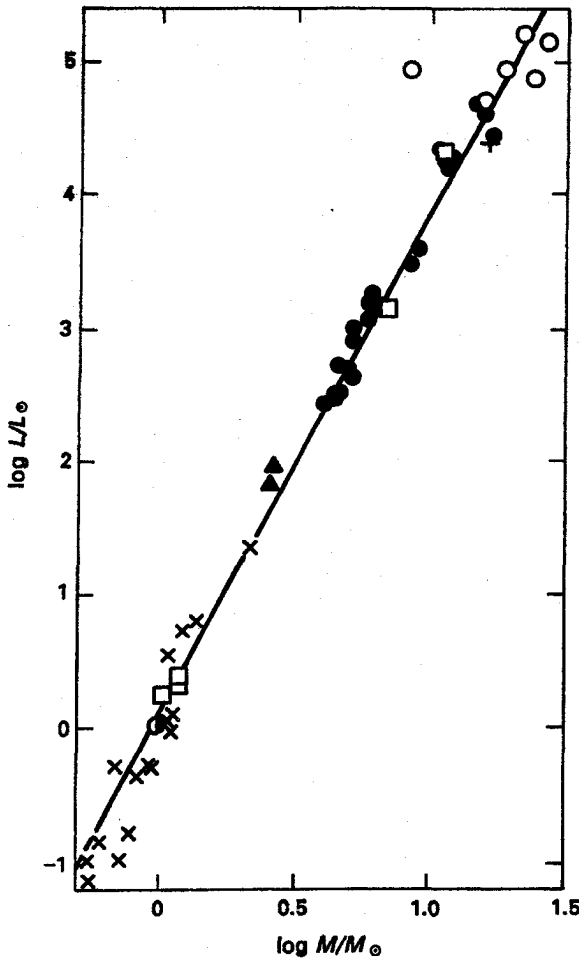
شکل ۱۶.۹ خطوط پر طرح کلی رشته اصلی در نمودار رنگ-قدر را نشان می‌دهد. در نقاط مختلف رشته اصلی جرمها، شعاعها، و دماهای مؤثر ستارگان داده شده است. خط چینها محل رشته غولها، و خط نقطه‌چین مکانهای تقریبی ابرغولهای درخشان را نشان می‌دهند که گروه Ia درخشندگی خوانده می‌شوند.

در شکل ۱۶.۹ نمودار رنگ-قدر با وارد کردن مکان میانگین رشته اصلی رسم شده است. بر روی این میانگین رشته اصلی مقادیر جرم، شعاع، و  $T_{\text{eff}}$  ستارگان در مکان خاص روی رشته اصلی را ذکر کرده‌ایم. همین‌طور انواع طیفی نیز داده شده‌اند که در باره آنها در فصل بعد بحث خواهیم کرد.

در بالای رشته اصلی پر جرم‌ترین ستارگان را می‌یابیم، که بزرگترین و داغترین آنها نیز هستند. بدیهی است که رشته اصلی در واقع یک رشته تک‌پارامتری است یعنی اگر رنگ  $B-V$  را برای ستاره بدانیم، قدر مطلق، جرم و شعاع و دمای آن را نیز می‌دانیم. در جلد سوم خواهیم گفت که چرا اغلب ستارگان یک رشته یک‌بعدی را تشکیل می‌دهند.

## ۶.۹ رابطه جرم-درخشندگی

همان طور که در بخش قبل دیدیم رابطه‌ای بین جرم و قدر بصری مطلق ستارگان رشته اصلی وجود دارد، یعنی هرچه جرم ستاره بیشتر باشد، روشنایی آن در ناحیه بصری زیادتر است. همین طور در بخش ۳.۶ دیدیم که برای ستارگان داغتر از  $8000^{\circ}\text{K}$  تصحیح‌های تابش‌سنجی و در نتیجه



شکل ۱۷.۹ رابطه میان جرمهای ستاره‌ای و درخشندگی آنها برای دوتاییهای با جرم مشخص، با توجه به داده‌های یویر (۱۹۸۰) نشان داده شده است. نمادهای مختلف مربوط به دوتاییهای مختلف‌اند. دایره توخالی مربوط به دوتاییهای نوع O، دایره توپر مربوط به زوجهای O، B، و  $\times$  مربوط به دوتاییهای مرئی، و مثلث مربوط به غولهاست. مربعها دوتاییهای طیف‌نمایی را نشان می‌دهند.

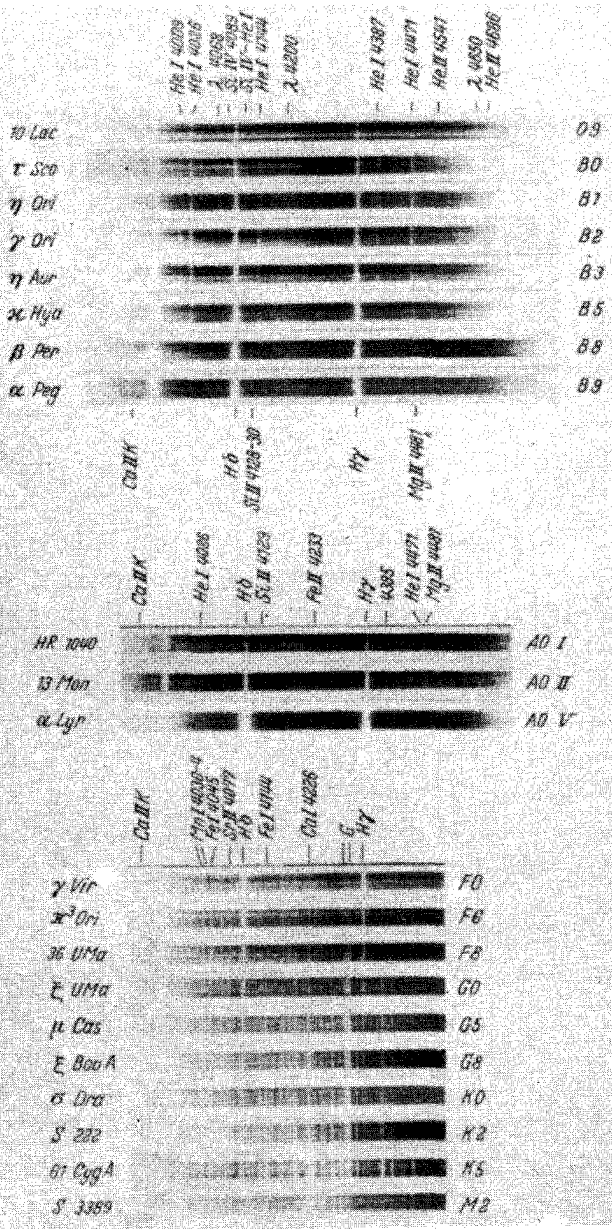
درخشندگیهای تابش سنجی نیز با زیاد شدن جرم ستاره افزایش می‌یابد. برای ستارگان سردتر از  $7000\text{K}$  تصحیح‌های تابش سنجی برای ستارگان با روشنایی بصری کوچکتر افزایش می‌یابد، اما هنوز با کم شدن جرم ستاره، روشناییهای تابش سنجی کاهش می‌یابد. بنابراین، در رشته اصلی رابطه ساده‌ای میان جرم و درخشندگی وجود دارد، یعنی هرچه جرم بزرگتر باشد درخشندگی نیز زیادتر می‌شود. این موضوع تعجب‌آور نیست، زیرا هم اکنون تأکید کردیم که رشته اصلی در واقع یک رشته یک‌بعدی است و در نتیجه همه پارامترهای ستاره‌ای یک نوع ارتباط با هم دارند. اما، شگفت آنکه این رابطه جرم-درخشندگی برای غولها و ابرغولها نیز تقریباً صادق است. ما چند تا از آنها را می‌توانیم در دوتاییهایی بیابیم که جرمشان را می‌توانیم تعیین کنیم. در شکل ۱۷.۹ رابطه جرم-درخشندگی را برای همه جرمهای دوتایی که به خوبی تعیین شده‌اند نشان داده‌ایم. موارد استثنایی، غولهای سرخ هستند که برای درخشندگی معین، معمولاً جرمشان کمتر است. در جلد سوم نتیجه‌ای را بیان می‌کنیم که در نظر اول بسیار تعجب‌آور به نظر می‌رسد.

## طبقه‌بندی طیفی

### ۱.۱۰ رشته طیفی

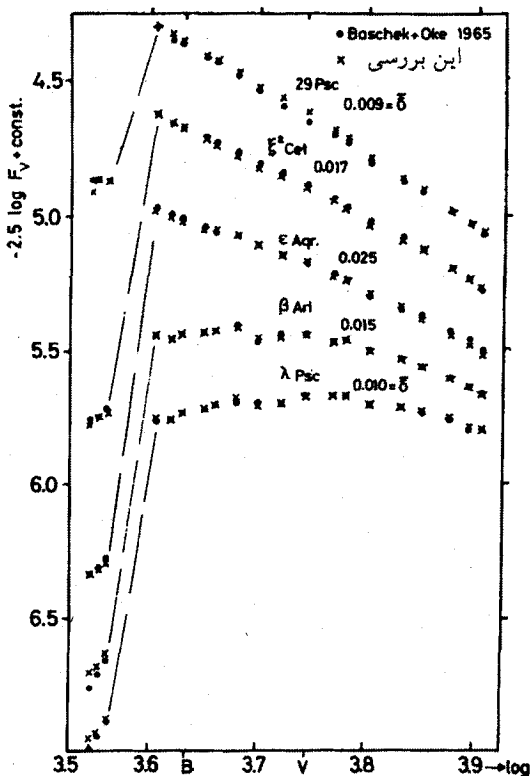
تاکنون فقط در باره ویژگیهای کلی ستارگان و روشنایی آنها در نوارهای پهن طول موج صحبت کردیم. البته، اگر عرض نوارهای طول موج را که در آنها انرژی تابشی گسیل شده از ستارگان را مطالعه می‌کنیم کم دهیم، اطلاعات بیشتری به دست خواهیم آورد. اگر عرض نوار را به حدود چند Å یا حتی کسری از Å تقلیل دهیم، و همه طول موجها را در نظر بگیریم، در باره طیفهای ستاره‌ای صحبت می‌کنیم. اگر طیف ستارگان مختلف را مقایسه کنیم، می‌بینیم که انواع مختلف طیف وجود دارد. اغلب آنها را می‌توان در رشته‌ای پیوسته منظم کرد که رشته طیفی خوانده می‌شود. در شکل ۱.۱۰ رشته‌ای را نشان داده‌ایم که فعلاً به کار می‌رود و آن را مورگان<sup>۱</sup>، کینان<sup>۲</sup>، و کلمان<sup>۳</sup> (۱۹۴۳) تثبیت کرده‌اند.

اگر توزیع انرژی در یک طیف را بر حسب طول موج رسم کنیم، طرحهایی مطابق شکل ۲.۱۰ به دست می‌آوریم. اصولاً، یک توزیع پیوسته انرژی مشاهده می‌کنیم (شکل ۲.۱۰ الف)، اما خطوط با طول موجهای بسیاری وجود دارند که در آنها انرژی به مقدارهای متفاوت کاهش می‌یابد،



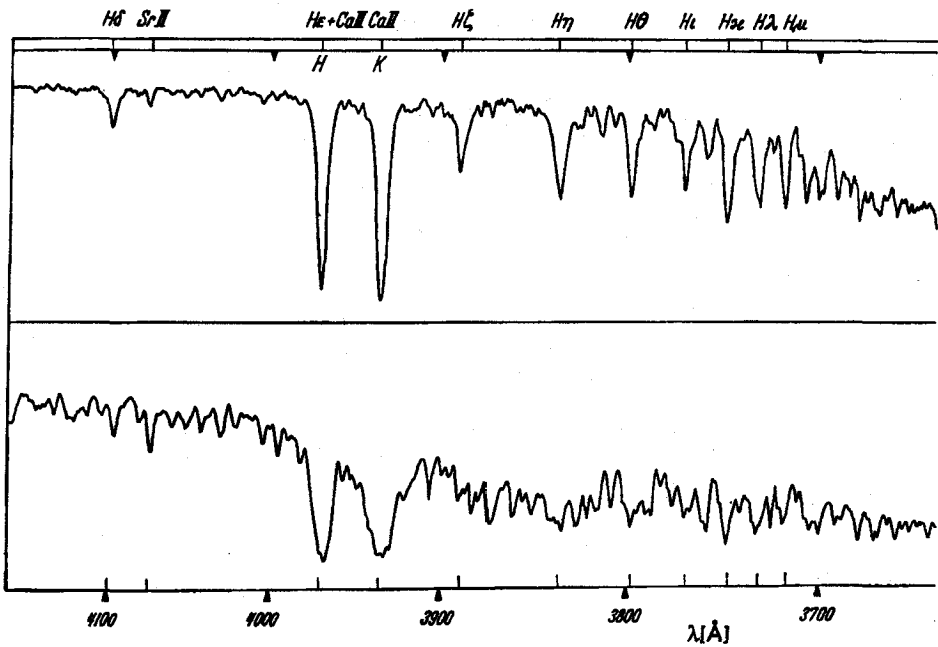
شکل ۱.۱۰ دنبالهٔ طیفهای ستاره‌ای را نشان داده‌ایم. در شکل بالا طیف نوع O برای ستارهٔ ۱۰ چلیپاسه نشان داده شده است. در قسمت پایین طیف نوع N برای ستارهٔ S3389 آمده است. تمام ستارگانی که طیف آنها مشاهده شده است در طرف چپ نشان داده شده‌اند. برای توصیف انواع طیف به کتاب مراجعه کنید. این تصاویر نگاتیو هستند. خطوط سفید مربوط به طول موجهایی است که در آنها یا انرژی دریافت نمی‌شود یا مقدار آن بسیار کم است، یعنی مربوط به خطوط جذبی است.





شکل ۲.۱۰ (الف) توزیعیهای انرژی پیوسته برای ستارگان A بر حسب طول موج در بازه  $3000 \text{ \AA} < \lambda < 9000 \text{ \AA}$  نشان داده شده است.  $\bar{\sigma}$  انحراف استاندارد اندازه‌گیری است. توزیعیهای انرژی ستارگان A، مخصوصاً در حوالی  $3800 \text{ \AA}$ ، که ناپیوستگی بالمر دیده می‌شود، به شدت تابع طول موج است.

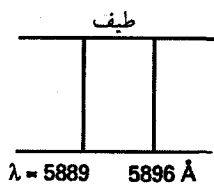
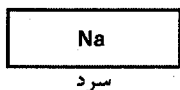
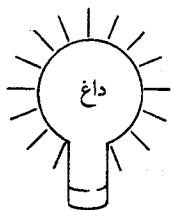
این خطوط را اصطلاحاً خطوط طیفی می‌نامند، نگاه کنید به شکل ۲.۱۰ (ب). اگر به این طول موجها در یک طیف بنگریم، تیره به نظر می‌رسند زیرا انرژی در این طول موجها بسیار کم است. این خطهای تاریک را خطهای جذبی می‌نامند. همین‌طور طیفهایی با خطوط روشن وجود دارند، یعنی خطهایی که بیشتر انرژی در طول موج آنهاست. این خطوط را خطهای گسیلی می‌نامند. بیشتر طیفهای ستاره دارای خطهای جذبی هستند. این با وضعیتی که در آزمایشگاه شیمی با آن سروکار داریم، و از خطوط طیفهای گسیلی برای شناسایی عناصر شیمیایی استفاده می‌کنیم، تفاوت کامل دارد. کیرشهوف<sup>۱</sup> و بونزن<sup>۲</sup> در سال ۱۸۵۹ متوجه شدند که اگر گاز سرد را در آزمایشگاه در مقابل یک چشمه نور داغ قرار دهیم، طیف خطوط جذبی مشاهده می‌شود (نگاه کنید به شکل ۳.۱۰).



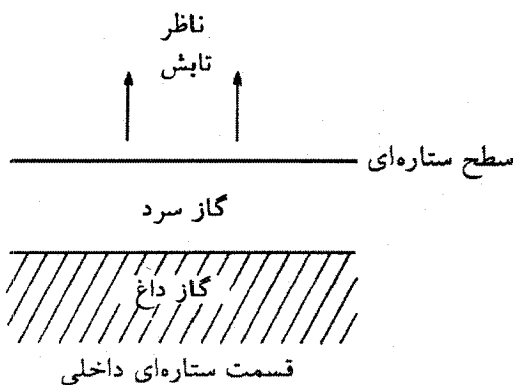
شکل ۲.۱۰ (ب) توزیعهای انرژی در دو طیف ستاره متغیر  $\delta$ ی قیفاوس بر حسب طول موج نشان داده شده است. طیف بالایی مربوط به مرحلهٔ پیشینهٔ نور و دما هنگامی است که ستاره دارای طیف نوع F۵Ib است. خط سری بالمر هیدروژن به روشنی نمایان است. طیف پایین مربوط به دورهٔ کمینهٔ نورد دماست که ستاره دارای نوع طیفی G۲Ib است. در این زمان، ستاره به اندازه‌ای خنک است که خطهای هیدروژن برای این پاشندگی کم به سختی دیده می‌شوند. خطهای  $Ca^{+}$  بسیار قوی هستند و بسیاری از خطهای یونها و اتمهای فلزی نیز دیده می‌شوند.

مشاهدهٔ خطهای جذبی را در طیف ستارگان نشان می‌دهد که گاز در سطح ستارگان از گازهای لایه‌های عمقی آنها خنکتر است (نگاه کنید به شکل ۴.۱۰). در جلد دوم خواهیم دید که خطهای جذبی و گسیلی چگونه تشکیل می‌شوند.

طبقه‌بندی طیفی با توجه به خطوط و شدت خطوط مشاهده‌شده در طیف صورت می‌گیرد. این خطها را به افتخار ایتیک‌دانی که برای اولین بار آنها را در طیف خورشید کشف کرد خطوط فرانوفر می‌نامند. در ابتدا، که منجمان از منشأ و مفهوم این خطهای طیفی آگاهی نداشتند، متوجه شدند که تعدادی خطوط قوی وجود دارند که شدت آنها تقریباً در تمام طیفها زیاد است، بنابراین آنها طیفها را بر حسب شدت این خطها طبقه‌بندی کردند. اکنون می‌دانیم که این خطوط به واسطهٔ جذب در اتمهای هیدروژن در ستارگان به وجود می‌آیند. منجمان اولیه طیفهای با شدیدترین خطوط هیدروژن



شکل ۳.۱۰ بخار Na ی خنک در مقابل چشمه‌ای که طیف پیوسته‌ای گسیل می‌دارد، نور را در طول موجهای ۵۸۸۹ Å و ۵۸۹۶ Å جذب می‌کنند، و خطهای جذبی تیره را در طیف به وجود می‌آورند. یک چشمه داغ نور با بخار Na خطهای گسیلی را که در چراغ بونزن دیده می‌شود نشان می‌دهد.



شکل ۴.۱۰ تابش ستاره‌ای ناشی از قسمت داخلی داغ است که از لایه‌های سطحی خنکتر می‌گذرد. بنابراین طیفی که مشاهده می‌کنیم دارای خطهای جذبی است.

را نوع طیفی A نامیدند، و آنهایی را که خطوط هیدروژن تا اندازه‌ای ضعیفتر داشتند نوع طیفی B نام نهادند، و با ضعیفتر شدن خطوط هیدروژن به سراغ حروف بعدی الفبا تا انواع طیفی M، N، O، R، رفتند. اما، معلوم شد که در این دنباله، شدت سایر خطوط به صورت کاملاً نامنظم تغییر می‌کرد، همین‌طور رنگهای V - B در این دنباله به صورت نامنظم تغییر می‌کرد. پس بهتر بود که طبقه‌بندی طیفها به صورتی بود که تغییرات سایر خطوط را نیز به حساب می‌آوردند. پس از مرتب‌کردن به این روش، معلوم شد که رشته طیفی جدید نیز رشته‌ای بر حسب رنگهای ستارگان است. مطابق معمول، در این فاصله منجمان به انواع طیفی قدیم عادت کرده بودند و نمی‌خواستند نام‌گذاری نوع طیفی ستارگان خود را تغییر دهند. بنابراین اکنون بیشتر انواع طیفی اولیه را داریم، اما در این ترتیب جدید دیگر به ترتیب الفبایی ظاهر نمی‌شوند. ستارگان A با شدیدترین خطوط

هیدروژن اکنون در وسط رشته قرار دارند. رشته اکنون به صورت O, B, A, F, G, K, و M است. در انتهای خنک، طبقه‌بندی پیچیده‌تر می‌شود. علاوه بر ستارگان M، اکنون بر حسب اینکه کدام نوار مولکولی را ملاحظه کنیم، دارای ستارگان N, S نیز هستیم.

انواع O, B, و A را انواع اولیه می‌نامند، زیرا A و B حروف اول الفبا هستند. واژه "اولیه" ربطی به سن ستاره ندارد. همین‌طور، ستارگان G, K, M, N, و S را ستارگان نوع آخر می‌نامند زیرا این حروف بعداً در الفبا ظاهر می‌شوند.

رشته اکنون با نوع طیفی O آغاز می‌شود که نشان می‌دهد این ستارگان دارای خطهای هیدروژنی نسبتاً ضعیف هستند، اما این ستارگان آبی‌ترین ستاره‌ها هستند. در طیف این ستارگان می‌توانیم خطهایی را تشخیص دهیم که از تجربه‌های آزمایشگاهی می‌دانیم مربوط به اتم هلیم و یون هلیم، یعنی هلیمی که یک الکترون از دست داده، هستند. ستارگان O تنها ستارگانی هستند که در طیف آنها می‌توان هیدروژن یونیده را دید. جداکردن الکترون از اتم هلیم نیازمند انرژی زیاد،  $24\text{eV}$  است. فقط در ستارگان بسیار داغ ذرات انرژی کافی برای یونیده‌کردن اتم هلیم دارند.

نوع طیفی بعدی در رشته جدید نوع B است. همان‌طور که این حرف نشان می‌دهد، این طیفها دارای خطهای هیدروژنی نسبتاً قوی هستند، اما خطهای اتم هلیم را نیز از خود نشان می‌دهند، در نتیجه باید آنها را نزدیک به ستارگان نوع O قرار داد. بیشتر خطهای دیگر در طیف ستارگان B بسیار ضعیف‌اند.

نوع بعدی این رشته ستارگان A با قویترین خطهای هیدروژن هستند. آنها خطهای هلیم را از خود نشان نمی‌دهند، یا لاقلاً این خطوط به اندازه‌ای ضعیف‌اند که فقط با تفکیک طیفی بسیار بالا، یعنی اگر توزیع طیفی در نورهای باریک طول موج اندازه‌گیری شوند، دیده خواهند شد. ستارگان نوع A نیز شروع به نشان دادن تعدادی خطوط طیفی دیگر می‌کنند، که از تجربه‌های آزمایشگاهی می‌دانیم، متعلق به عناصر سنگینتر مانند آهن (Fe) کروم (Cr)، و بسیاری عناصر دیگرند. خطهای مشاهده‌شده عمدتاً مربوط به یونهای این عناصرند، که دوباره نشان می‌دهد اتمها یکی از الکترونهای خود را از دست داده‌اند. یونیده‌کردن این عناصر فقط نیازمند  $1\text{eV}$  است.

برای ستارگان F، که پس از ستارگان A می‌آیند، خطهای ناشی از یونهای عناصر سنگینتر شدیدتر می‌شود. همین‌طور، شروع به مشاهده خطهایی می‌کنیم که مربوط به ذرات خنثی، یعنی اتمها، هستند.

منجمان معمولاً تا اندازه‌ای شلخته‌اند و همه عناصری را که اتمهای آنها سنگینتر از هلیم است "فلزات" می‌خوانند. بدیهی است که کربن یا اکسیژن فلز نیستند، اما در زبان عجیب و غریب

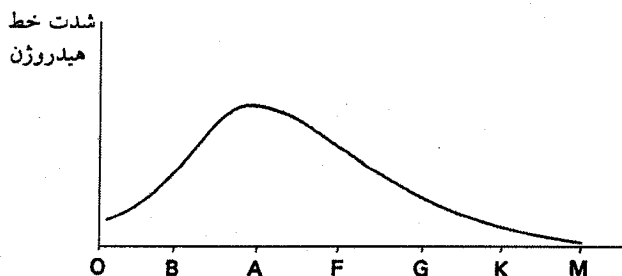
منجمان، وقتی واژه "فلز" به کار می‌رود، منظور این عناصر نیز هست. پس می‌توانیم بگوییم که برای ستارگان F خطهای فلزی قویتر می‌شود. این موضوع برای ستارگان G، که در طیفهای آنها خطوط فلزی و هیدروژن دارای شدت قابل مقایسه‌اند، حتی بیشتر صدق می‌کند. برای ستارگان بعدی رشته، خطهای هیدروژن باز هم ضعیفتر و خطهای فلزی قویتر می‌شود.

در ستارگان K با کم شدن شدت خطوط یونهای فلزی بیشتر خطهای اتمهای خنثی را می‌بینیم. برای ستارگان M، نوع دیگری از طیف قابل مشاهده می‌شود. ما بسیاری از گروههای متشکل از خطهای نزدیک به هم را می‌بینیم. این نوع طیفها ناشی از مولکولها هستند. می‌دانیم که در ستارگان با طیفهای نوع M، که ستارگان نوع M نیز نامیده می‌شوند، باید مولکولها حضور داشته باشند. در واقع، می‌دانیم که بعضی از این نوارهای مولکولی، یعنی گروه خطوط نزدیک به هم، مربوط به مولکولهای CH، CN، و TiO، یعنی سیانوژن، کربن هیدرید، و تیتانیوم اکسید هستند.

سایر ستارگان دارای نوارهای مولکولی عبارت‌اند از ستارگان R، N، و S. تفاوت آنها با ستارگان دارای طیفهای نوع M در شدت نوارهای مولکولی است. ستارگان S دارای نوارهای TiO نیستند. بلکه نوارهای ZrO را از خود نشان می‌دهند. اکنون ستارگان نوع N و R را معمولاً ستارگان C می‌نامند، که C نشانگر کربن است. آنها دارای نوارهای قوی مربوط به مولکولهای مختلف حاوی اتم کربن هستند، در حالی که هیچ مولکول حاوی اکسیژنی دیده نمی‌شود. ظاهراً اینها ستارگانی هستند که فراوانی کربن در آنها بالاتر از مقدار متوسط، و بیشتر از فراوانی اکسیژن است. در این شرایط تمام اکسیژن در مولکول CO مقید می‌شود که نوارهای آن در فرابنفش و برای ستارگان خنک قابل مشاهده نیست، زیرا شار در این طول موجهای کوتاه بسیار کم است.

ستارگان C دوباره، بر حسب شدت صعودی مشخصه‌های کربن در طیفشان، به گروههای C<sub>۱</sub>، C<sub>۲</sub>، و غیره، تقسیم می‌شوند.

البته، تقسیم انواع مختلف طیف به این هفت تا ده نوع اصلی، تقسیم بسیار زمختی است که برای تحقیقات نجومی جدید دارای دقت کافی نیست. بنابراین، اکنون هر نوع طیفی به ده زیرگروه تقسیم شده است، اگرچه، اصولاً از برخی زیرگروهها واقعاً استفاده نمی‌شود. اکنون دارای A<sup>۰</sup>، A<sub>۱</sub>، A<sub>۲</sub>، ... A<sub>۹</sub> هستیم. سپس پس از A<sub>۹</sub>، F<sup>۰</sup> و غیره را داریم. برای برخی از گروههای طیفی، حتی این تقسیم نیز به اندازه کافی دقیق نیست، بنابراین دارای گروه طیفی ۵B<sup>۰</sup> نیز هستیم که به معنی طیف بین B<sup>۰</sup> و B<sub>۱</sub> است. باید این واقعیت را بپذیریم که نجوم علمی بسیار قدیمی است که در آن هر چیزی باید طبق سنت به وجود آید، اگرچه برای بسیاری از اختراعات یکدندان جدید بسیاری از این شیوه‌ها دیگر بی‌معنی است. کنار گذاشتن سنتهای قدیمی بسیار دشوار است،



شکل ۵.۱۰ بستگی شدت خط هیدروژن به نوع طیف نشان داده شده است. با عبور از ستارگان نوع O به انواع طیفی بعدی شدت خط هیدروژن تا رسیدن به نوع طیفی AO افزایش می‌یابد، برای انواع طیفی بعدی این شدت کم می‌شود.

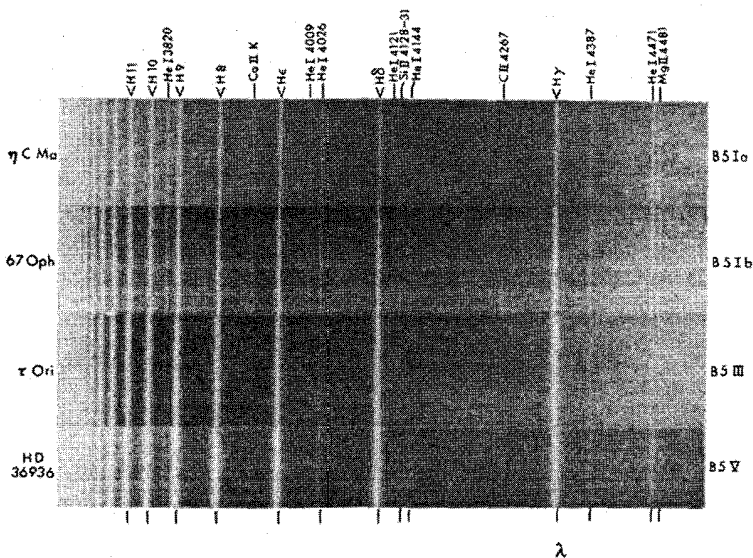
زیرا هنوز باید از رصدها و فهرستهای قدیمی استفاده کرد که در بسیاری از مطالعات اهمیت بسیار دارند.

برای رشته طیفی جدید، بیشینه خطوط هیدروژن در وسط دنباله قرار دارد و همان‌طور که در شکل ۵.۱۰ نشان می‌دهد در دو طرف کاهش می‌یابد.

## ۲.۱۰ طبقه‌بندی درخشندگی

ما کارمان را با این هدف آغاز کردیم که معیارهای طیفی را به دست آوریم که تعیین می‌کند یک ستاره متعلق به رشته اصلی است، یا یک غول، یعنی ستاره با درخشندگی گروه III، اَبَرغول، یعنی با درخشندگی گروه I، و یا شاید کوتوله‌ای سفید.

برای ستارگان موجود در خوشه‌ها، یا ستارگان بسیار نزدیک، با توجه به نمودار قدر-رنگ می‌دانیم که کدام ستارگان متعلق به رشته اصلی هستند و کدام غول یا اَبَرغول‌اند. بنابراین به طیفهای این ستارگان نگاه می‌کنیم و می‌بینیم که طیفهای غولها و اَبَرغولها چه تفاوتی با طیفهای ستارگان دنباله اصلی دارد. بدیهی است که برای ستارگان آبی، خطهای هیدروژن برای ستارگان درخشان باریکتر می‌شود (شکل ۶.۱۰). برای ستارگان با انواع طیفی بعدی، این موضوع دیگر صادق نیست، اما معیارهای دیگری را می‌توان یافت که در شکل ۷.۱۰، که در آن معیارهای درخشندگی برای نوع طیفی F۸ به نمایش گذاشته شده است، نمایان‌اند. معمولاً، شدت خطهای فلزی برای اَبَرغولها افزایش می‌یابد، در حالی که شدت خطهای هیدروژن برای ستارگان با درخشندگی بیشتر با انواع



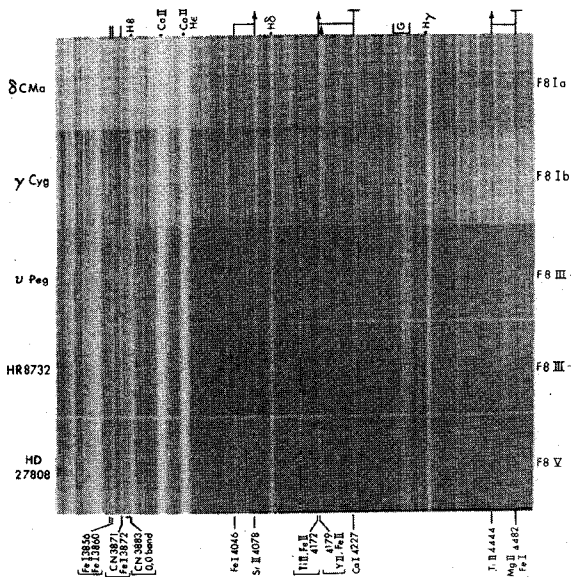
شکل ۶.۱۰ رشته طیفهای B5 برای ستارگان با درخشندگیهای مختلف نشان داده شده است. خطهای هیدروژن باریکتر و ظاهراً کم‌نورتر از ستارگان درخشانتر می‌شود. (درخشندگی گروه I به معنی ابرغولها، نوع II به معنی غولهای درخشان، و نوع III به معنای غولها، نوع IV مربوط به زیرغولها، و درخشندگی نوع V مربوط به ستارگان رشته اصلی است).

طیفی نوع G یا بعد از آن تغییر نمی‌کند. انواع طیفی را به طور کلی با نسبتهای شدت خط برای خطهای فلزی تعیین می‌کنند نه با شدت خود خطها، زیرا شدت این خطها بر حسب درخشندگی تغییر می‌کند.

وقتی متوجه شدیم که چگونه غولها و ابرغولها را به کمک طیفهای آنها تشخیص دهیم، می‌فهمیم که یک ستاره معین جزء ستارگان رشته اصلی هست یا خیر و آیا می‌توانیم فاصله آن را به کمک اختلاف منظرهای طیف‌نمایی تعیین کنیم.

گسترده‌ی درخشندگی ذاتی غولها و ابرغولها بسیار بیشتر است. معمولاً نمی‌توانیم فاصله ابرغولها را به کمک اختلاف منظرهای طیف‌نمایی تعیین کنیم، بلکه فقط برآوردهای تقریبی امکان‌پذیر است. برای به دست آوردن طبقه‌بندی بهتری از درخشندگی، اکنون ابرغولها را به گروههای Ia، Ib و تا اندازه‌ای Iab تقسیم کرده‌اند. ابرغولها Ia درخشانترین آنها هستند، سپس Iab قرار می‌گیرد، و Ib کم‌نورترین ابرغولهاست.

غولها نیز به دو گروه غولهای درخشان، یا گروه درخشندگی II، و غولهای "عادی" یا گروه



شکل ۷.۱۰ طیف ستارگان F۸ با درخشندگیهای مختلف نشان داده شده است. طیف آبرغول (درخشندگی گروه Ia و Ib در بالا)، طیف غول (درخشندگی گروه III) در مرکز، زیرغول (درخشندگی گروه IV) زیرغول، و طیف رشته اصلی (درخشندگی گروه V) در پایین قرار دارد. برای درخشندگیهای بیشتر، شدت خطوط فلزی افزایش می‌یابد، به ویژه برای شدت خط Sr II در  $4078\text{\AA}$ . نوار G در  $4300\text{\AA}$ ، برای غولها و ستارگان رشته اصلی، پهن است.

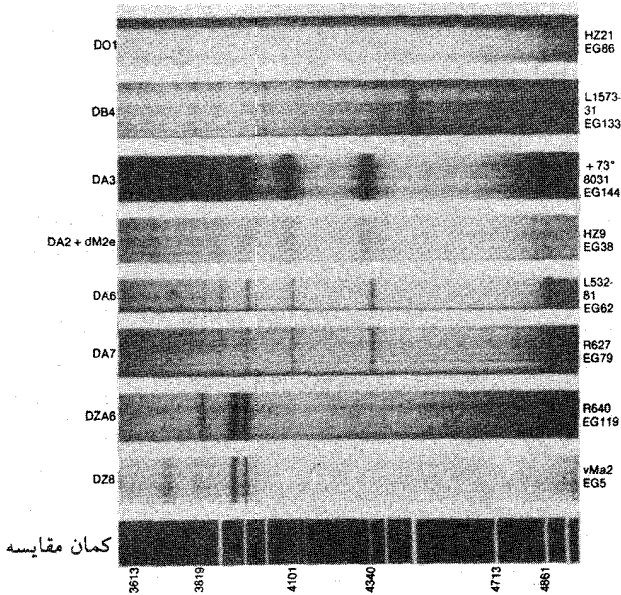
III، و زیرغولها با گروه درخشندگی IV تقسیم می‌شوند. طبقه‌بندی درخشندگی معمولاً خطایی در حدود یک زیرگروه دارد.

ستارگان رشته اصلی جمعیت II، که بر حسب نمودار رنگ-قدر در زیر رشته اصلی قرار می‌گیرند را معمولاً اجسام گروه درخشندگی VI می‌نامند.

### ۳.۱۰ طیفهای کوتوله سفید

تاکنون فقط گفتیم که چگونه می‌توان غولها و آبرغولها را از روی طیف آنها تشخیص داد. اما نگفتیم که چگونه می‌توان کوتوله‌های سفید را مشخص کرد. در شکل ۸.۱۰ طیف کوتوله‌های سفید برای انواع مختلف طیفی نشان داده شده است. بدیهی است که خطوط طیفی بینهایت پهن هستند؛ در واقع، برخی به اندازه‌ای پهن‌اند که به سختی می‌توان آنها را تشخیص داد. برای اغلب کوتوله‌های





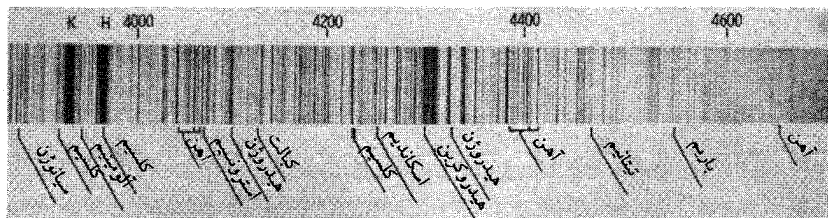
شکل ۸.۱۰ طیفهای ستارگان کوتوله نشان داده شده است. در طیفهای DO۱ و DB۴ در بالا فقط خطهای هلیوم، مثلاً  $4713\text{\AA}$  و  $4471\text{\AA}$  دیده می‌شود. برای ستارگان با طیفهای DA خطهای هیدروژن در  $4101\text{\AA}$  ( $H\delta$ ) و  $4340\text{\AA}$  ( $H\gamma$ ) و  $4861\text{\AA}$  ( $H\alpha$ ) قوی و بسیار پهن هستند. در طیفهای پایین  $R640$  و وان مائن ۲ خطهای هیدروژن را نمی‌توان تشخیص داد. خطهای  $Ca^+$  در  $3933\text{\AA}$  و  $3968\text{\AA}$  بسیار پهن و قوی هستند.

سفید، فقط خطهای هیدروژن و گاهی خطهای He را می‌توان مشاهده کرد. کوتوله‌های سفید با خطهای He را ستارگان DB می‌نامند، در حالی که کوتوله‌های دارای خطوط هیدروژن کوتوله‌های سفید DA خوانده می‌شوند زیرا، خط دیگری بجز هیدروژن در طیف آنها دیده نمی‌شود. تعداد کوتوله‌های سفیدی که در آنها بتوان خطهای فلزی، مانند خطهای کلسیم یونیده در طول موجهای  $3933\text{\AA}$  و  $3968\text{\AA}$  را تشخیص داد بسیار کم است. طیفهای بعضی از ستارگان کوتوله سفید دارای هیچ خطی نیستند، این طیفها را DC، و ستارگان را کوتوله‌های سفید DC می‌نامند (که C از پیوستار<sup>۲</sup> گرفته شده است).

## شناخت طیفهای ستاره‌ای

### ۱.۱۱ طیف خورشیدی

توزیع انرژی کلی خورشید را در شکل ۷.۶ نشان دادیم. دیدیم که توزیع انرژی خورشید دارای بیشینه‌ای در طول موج حدود  $5000 \text{ \AA}$  است که، با توجه به قانون جابه‌جایی وین، نشان می‌دهد که دمای سطح خورشید، اگر خورشید مانند یک جسم سیاه تابش کند (بخش ۷.۴)، باید در حدود  $5800 \text{ K}$  باشد. (اما، در فصل ۸ دیدیم که دمای مؤثر خورشید به  $5800 \text{ K}$  نزدیک است). در این فصل به طیف خطی خورشید می‌پردازیم. در شکل ۱.۱۱ بخش کوچکی از طیف "پوزیتو" خورشید نشان داده شده است، یعنی ما خطوط طیفی تاریک را در طول موجهایی مشاهده می‌کنیم که در آنها هیچ انرژی دریافت نمی‌داریم یا انرژی دریافتی بسیار کم است. قویترین خطوط مربوط به  $\text{Ca}^+$  است. این نمادگذاری نشان می‌دهد که خطها مربوط به اتم کلسیمی هستند که یک الکترون از دست داده و در نتیجه دارای یک بار مثبت شده است. این را یک یون کلسیم می‌نامیم. خطها را نیز خطهای  $\text{Ca II}$  می‌نامیم، که قویترین آنها در نوارهای بین  $3933 \text{ \AA}$  و  $3968 \text{ \AA}$  قابل مشاهده‌اند. خطوط هیدروژن که در  $4340 \text{ \AA}$  و  $4861 \text{ \AA}$  و  $6562 \text{ \AA}$  مشاهده می‌شوند



شکل ۱.۱۱ بخش کوچکی از طیف خطی خورشیدی نشان داده شده است. خطوط جذبی تاریک بسیاری که همان خطهای معروف فرانوفر هستند، دیده می‌شوند. طول موج این خطوط با آنچه در طیف عناصر مختلف در آزمایشگاه دیده می‌شود سازگار است. با مقایسه با طیفهای آزمایشگاهی می‌توان دید چه عناصری در خورشید وجود دارند.

بسیار ضعیفترند. خطهای قوی منیزیم و سدیم نیز بسیاری از خطوط آهن، کروم، تیتانیوم، سیلیسیم، منگنز و بسیاری از عناصر دیگر مشاهده می‌شوند.

## ۲.۱۱ شناسایی خط

چطور بدانیم که کدام اتمها و یونها منشأ این خطوط طیفی هستند؟ باید در آزمایشگاه طیفهای چشمه‌های نوری را بررسی کنیم که می‌دانیم حاوی اتمها و یونهای عنصری خاص، مثلاً آهن، هستند. طیفهای این چشمه نور را با خطهایی که در طیف ستاره‌ای یا خورشید می‌بینیم مقایسه می‌کنیم. اگر همان خطهایی را که در طیف آهن در آزمایشگاه دیده‌ایم در این طیف مشاهده کنیم، لااقل اگر بدانیم که عناصر دیگر وجود ندارند، می‌دانیم که طیف ستاره‌ای ناشی از آهن است. اگر عناصر دیگر وجود داشته باشند، باید چشمه دیگری از نور را بررسی کنیم که فقط حاوی اتمهای عنصر دیگر است تا بتوانیم خطهایی را که متعلق به آهن نیست شناسایی کنیم. زمان زیادی صرف مطالعات آزمایشگاهی برای از هم بازکردن همه طیفهای ستاره‌ای و شناسایی تمام خطوط طیفی، در آزمایشگاه یا در طیف خورشیدی شده است. برای بیشتر خطها می‌دانیم که چه عنصری منشأ تولید آنهاست. جدولهای زیادی در این مورد وجود دارد، مانند جدولهای خانم مور سیتلری<sup>۱</sup>، که فهرست طول موج همه خطهاست و هویت آنها را بر حسب اتم یا یون به وجود آورنده یک خط معین مشخص کرده است. گاهی چند عنصر متفاوت خطی را در طول موج تقریباً یکسان به وجود می‌آورند. در این صورت باید به دقت مطالعه کنیم که چه خطوط دیگری مشاهده می‌شوند. برای مثال، اگر یک امکان برای خط مربوط به آهن باشد، باید بررسی کنیم که آیا سایر خطهای قوی

1. Moore Sitterly

مربوط به آهن وجود دارند؛ اگر چنین نباشد، شناسایی یک خط مربوط به آهن نامحتمل است. از یک نظر، شناسایی خطوط طیفی در طیف ستاره‌ای مانند یک پازل است که همه قطعات باید با هم جور شوند.

حضور خطهای طیفی عنصری خاص در طیف خورشیدی یا ستاره‌ای مشخص می‌کند که کدام عنصر در ستاره وجود دارد، اما آیا شدت خط مقدار عنصر موجود را معلوم می‌کند؟ به عنوان مثال، آیا شدت زیاد خطهای  $\text{Ca}^+$  در طیف خورشید نشان می‌دهد که خورشید عمدتاً متشکل از کلسیم است؟ یا ستارگان A بیشتر از هیدروژن ساخته شده‌اند؟ برای اینکه بتوان به این پرسش پاسخ داد، باید منشأ خطوط طیفی و عواملی که شدت آنها را تعیین می‌کند به تفصیل بررسی کنیم. بحث کامل تحلیل طیفهای ستاره‌ای را به جلد دوم موكول می‌کنیم. در اینجا فقط به نتایج کلی می‌پردازیم.

## ۳.۱۱ شناخت رشته طیفی

### ۱.۳.۱۱ بحث کلی

در فصل ۱۰ دیدیم که اغلب طیفهای ستاره‌ای را می‌توان در یک طرح دوبعدی طبقه‌بندی کرد، به طوری که یک بُعد آن رشته طیفی و بُعد دیگر گروههای درخشندگی باشد. قبلاً گفتیم که رشته‌های طیفی در واقع یک رشته دمایی هستند، در حالی که طبقه‌بندی درخشندگی عمدتاً اندازه ستاره (در واقع شتاب گرانشی در شیدسپهر) را توصیف می‌کند. رشته دمایی از این نظر مطرح شد که انواع طیفی به شدت تابع رنگ ستارگان هستند. از طرف دیگر، دیدیم که خطوط مختلف و خطهای عناصر متفاوت در انواع طیفهای مختلف مشاهده می‌شود. آیا این مطلب نشان می‌دهد که ستارگان با دماهای مختلف دارای ترکیبهای شیمیایی متفاوت‌اند؟ تحلیل مفصل طیفهای ستاره‌ای نشان می‌دهند که چنین نیست. در واقع تمام ستارگان اطراف ما دارای ترکیب شیمیایی یکسان هستند. پس، چطور می‌فهمیم که تغییر شدت خط در خطوط عناصر مختلف در ستارگان مربوط به دماهای متفاوت است؟

### ۲.۳.۱۱ تغییر شدت خطوط هیدروژن برای انواع مختلف طیفی

در فصل ۱۰ گفتیم که خطوط هیدروژن در ستارگان نوع طیفی  $A^{\circ}$  دارای بیشترین شدت هستند، و برای انواع طیفی قبلی (ستارگان B و O) و نیز انواع طیفی بعدی (ستارگان F, G, K, و M) کاهش می‌یابد. علت کم شدن شدت خطهای هیدروژن برای انواع طیفی بعدی کاهش دمای این

نوع ستارگان است. فقط اتمهای هیدروژن در تراز کوانتومی دوم اتم هیدروژن می‌توانند در خطوط جذبی در ناحیه مرئی سهیم باشند. اتمهای هیدروژن باید به این تراز برانگیخته شوند و برای این کار کار  $10\text{eV}$  لازم است. برانگیزش می‌تواند بر اثر برخورد با الکترونها صورت گیرد و برای این کار انرژی آنها باید زیاد باشد که در دماهای کم الکترونهای زیادی دارای انرژی کافی برای انجام این کار نیستند. برانگیختگی بر اثر جذب فوتون با طول موج  $1216\text{ \AA}$  نیز صورت می‌گیرد. اگر رابطه تابع پلانک با طول موج را بدانید متوجه می‌شوید که در دماهای کم تعداد الکترونهای با این طول موج کوتاه، بسیار کم است. بنابراین، با کاهش دما تعداد کمتری از اتمهای هیدروژن در تراز برانگیخته، یعنی در تراز کوانتومی دوم، هستند که می‌توانند خطوط بالمر هیدروژن در ناحیه مرئی طیف را جذب کنند.

توضیح علت کاهش شدت خطوط بالمر در دماهای بالاتر به اختصار مشکلتر است. اغلب این تمایل وجود دارد که بگویند این موضوع به دلیل یونش هیدروژن است که تعداد اتمها در دومین تراز کوانتومی را کم می‌کند، زیرا بسیاری از اتمها کاملاً الکترون خود را از دست می‌دهند اگرچه این موضوع صحت دارد، اما دلیل اصلی کاهش شدت خط نیست. آنچه ما در واقع می‌شماریم نسبت اتمهایی است که خطوط هیدروژن را جذب می‌کنند به تعداد اتمهایی که از پیوستار انرژی جذب می‌کنند، که برای ستارگان داغ برابر است با تعداد اتمهای موجود در سومین تراز اتم هیدروژن. این تعداد با افزایش دمای لایه‌های سطحی ستاره‌ای نیز کاهش می‌یابد، اما با افزایش دما تعدادشان کندتر از آنهایی که در سومین تراز کوانتومی هستند کم می‌شود، در نتیجه نسبت الکترونها در دومین تراز کوانتومی به الکترونهای تراز کوانتومی سوم کاهش می‌یابد و این شدت خطوط بالمر را کم می‌کند.

### ۳.۳.۱۱ شدت خطوط هلیم

انرژیهای برانگیختگی خطوط هلیم که در ناحیه مرئی طیف می‌توان مشاهده کرد باید از انرژیهای برانگیختگی خطهای هیدروژن بیشتر باشد. این خطوط فقط بر اثر برخورد با الکترونهای دارای حداقل انرژی  $20\text{eV}$  یا فوتونهای با طول موج به کوتاهی  $500\text{ \AA}$  برانگیخته می‌شوند. برای رسیدن الکترونها به این انرژیهای زیاد و یا تولید تعداد قابل ملاحظه‌ای فوتون با این طول موجهای کوتاه به دماهای بسیار زیاد نیازمندیم. برای قابل رؤیت ساختن خطوط هلیم دماهای بیش از  $10000\text{K}$  ضروری است. برای ستارگان با دمای کم هرگز نمی‌توان خطوط هلیم را در طیف جذبی ستاره مشاهده کرد. پس شاید به این فکر بیفتید که چرا این عنصر را "هلیم" نامیده‌اند که به معنی آن است که فقط در خورشید دیده می‌شود؟ خورشید به وضوح یک ستاره خنک است که دمای آن

برای قابل مشاهده ساختن خطوط هلیم در طیف جذبی شیدسپهری آن بسیار کم است. خطوط هلیم در طیف خورشید در طول کسوفها مشاهده شده‌اند که لایه‌های خارجی خورشید قابل رؤیت می‌شود. این لایه‌ها معمولاً دیده نمی‌شوند زیرا طیف قرص خورشید که معمولاً مشاهده می‌شود بسیار درخشانتر از طیفی است که در خلال کسوف نمایان می‌شود.

طیفی که در طول کسوف دیده می‌شود یک طیف خطی گسیلی است که لایه‌های بسیار بالاتر از آنچه معمولاً می‌بینیم گسیل می‌دارد. در این لایه‌های بالا، که فام‌سپهر و خرمن خورشید خوانده می‌شوند، دما به طرف خارج افزایش می‌یابد و به مقدار به اندازه کافی زیاد برای انگیزش اتم هلیم به ترازهای بالاتر و گسیل خطوط هلیم می‌رسد که ما آنها را مشاهده می‌کنیم. (در واقع یک خط بسیار ضعیف هلیم در ناحیه فروسرخ نیز وجود دارد که در طیف معمولی خورشید مشاهده می‌شود ولی اتمهای موجود در لایه‌های فام‌سپهر بالایی عامل آن هستند.) نبود خطوط هلیم در ستارگان خنک، تعیین فراوانی هلیم در آنها را بسیار دشوار می‌سازد.

برای مرئی‌شدن خطهای مربوط به یونهای هلیم نیاز به انرژیهای حتی بیشتر برای یونیده‌کردن هلیم داریم، که مقدار آن، در مقایسه با انرژی  $13.6\text{eV}$  لازم برای یونش هیدروژن، برابر  $24\text{eV}$  است، و علاوه بر آن باید به یک تراز برانگیخته در یون هلیم برویم که از آن یونها بتوانند خطوط مرئی را جذب کنند. بنابراین این خطوط را فقط در دماهای بیش از  $30000\text{K}$  می‌توان مشاهده کرد.

### ۴.۳.۱۱ شدت خطوط فلزی

معمولاً انتظار داریم که خطوط عناصر سنگینتر ضعیفتر از هیدروژن باشند، زیرا این عناصر در ستارگان بسیار کمیاب‌اند. به ازای هر  $1000$  اتم هیدروژن یک اتم سنگینتر از هلیم وجود دارد. در دماهای زیاد، که اتمهای هلیم و هیدروژن به انرژیهای لازم برای جذب خط برانگیخته می‌شوند، خطهای "فلزی"، لااقل در ناحیه مرئی طیف، بسیار ضعیفتر از خطوط هلیم و هیدروژن می‌شوند؛ فقط در دماهای کمتر، که اتمهای هیدروژن کافی به دومین تراز کوانتومی برانگیخته نمی‌شوند، شدت خطوط عناصر سنگینتر با آن قابل مقایسه می‌شود. برای دماهای بسیار کم شدت این خطوط می‌تواند حتی بیشتر شود. برای ستارگان K عمده‌تاً خطهای اتمهای خنثی را می‌بینیم، زیرا انرژی الکترونیهای آزاد و فوتونهای موجود برای کندن یک الکترون از این عناصر سنگین کافی نیست. برای دماهای تا اندازه‌ای بیشتر، فوتونها و الکترونها پرانرژی‌تر می‌شوند و می‌توانند الکترون را از عناصری که الکترون آنها به راحتی کنده می‌شود جدا سازند؛ بنابراین اتمها یونیده می‌شوند و شروع به مشاهده خطهای مربوط به یونهای آهن، تیتانیوم، کروم و غیره برای ستارگان G و F می‌کنیم. خطوط اتمها

به واسطه کم شدن تعداد آنها ضعیفتر می شود.

برای ستارگان A، دما به اندازه کافی زیاد می شود به طوری که حتی یونها نیز می توانند دوباره یونیده شوند؛ آنها می توانند یک الکترون دیگر از دست بدهند و دوبار یونیده شوند. برای ستارگان B و ستارگان داغتر O یونش می تواند حتی فراتر رود. سپس می توانیم خطوط Si و Fe دوبار یونیده، یعنی خطهای معروف FeIII و SiIII را مشاهده کنیم. بیشتر خطهای این یونهای با درجات یونش بالاتر را فقط می توان در فرابنفش مشاهده کرد، اما چند خط در ناحیه مرئی طیف نیز وجود دارد و می توان از آنها برای تعیین فراوانی این عناصر در ستارگان داغ استفاده کرد. در تحلیل طیفی همه این ستارگان مختلف، تغییرات جذب پیوسته و تغییرات در یونش و برانگیزش را باید برای تعیین فراوانی عناصر در نظر گرفت.

اگر این کار را انجام دهیم، درمی یابیم که همه ستارگان اطراف ما و در واقع همه ستارگان منظومه ستاره ای یعنی کهکشان ما، تقریباً دارای ترکیب شیمیایی یکسان هستند. حتی درمی یابیم که فراوانیهای نسبی عناصر سنگین با فراوانیهای نسبی که در ابتدای زمان می یابیم یکی است، به ویژه اگر در نظر بگیریم که برخی از عناصر که می توانند مواد فرار را تشکیل دهند از جو زمین خارج شده اند.

### ۵.۳.۱۱ نوارهای مولکولی

در فصل ۱۰ دیدیم که برای ستارگان خیلی سرخ، احتمالاً ستارگان بسیار خنک M، N، S، نوارهای مولکولی با شدت زیاد را مشاهده می کنیم که برای ستارگان با دماهای بیشتر ناپدید می شوند.

اختلاف میان خطهای اتمی و نوارهای مولکولی، ترازهای انرژی بسیار زیادی است که مولکولها دارند. برای هر تراز برانگیخته الکترون در یک مولکول، بینهایت حالت انرژی دورانی و نوسانی وجود دارد. اختلاف انرژی بین حالتهای دورانی بسیار کم است. چون بر اثر گذار بین این حالتها دورانی نزدیک به هم خطوط طیفی گسیل می شود، اختلاف طول موج این خطوط بسیار کم است. این خطوط طیفی بسیار نزدیک به هم هستند و نواری را تشکیل می دهند که می توان آنها را فقط با گرفتن طیفهای با تفکیک بسیار زیاد به خطوط تشکیل دهنده تفکیک کرد. در طیفهای با تفکیک کم، خطوط نزدیک به هم به شکل نوارهای پهن ظاهر می شوند.

مولکولها هنگامی تشکیل می شوند که دو اتم یا یک اتم و یک مولکول با هم برخورد کنند. این مولکولها با جذب یک فوتون یا بر اثر برخورد از میان می روند، درست به همان ترتیب که اتمها در برخورد با الکترون یا جذب یک فوتون یونیده می شوند.

مانند مورد آنها، دماهای بالاتر به تخریب بیشتر مولکولها و انتقال تعادل از تعداد زیاد مولکولها به تعداد زیاد اتمها می‌انجامد. انرژی بستگی اغلب مولکولها چون  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{TiO}$ ,  $\text{ZrO}$ ,  $\text{CN}$  و غیره در حدود  $4 - 6\text{eV}$  است. بنابراین، مولکول در دماهای نسبتاً کم در حدود  $5000\text{K}$  از میان می‌روند. برای ستارگان با دمای بالاتر از  $5000\text{K}$ ، نوارهای مولکولی بسیار ضعیف می‌شوند. برای خورشید، آنها را می‌توان با تکلیک زیاد، هنگامی مشاهده کرد که نوارهای ضعیف را هنوز می‌توان آشکار ساخت. در خورشید، مولکولها فقط در لایه‌های بیرونی خنکتر موجودند، و حتی در آنجا تعداد آنها بسیار کم است. بود یا نبود مولکولها در طیفهای ستاره‌ای اطلاعاتی در باره دمای ستاره در اختیار ما می‌گذارد، اگرچه فشارهای بیشتر به تشکیل مولکولها کمک می‌کند. در اغلب ستارگان، شدت نوارهای مولکولی با فراوانیهای مشاهده شده برای خورشید کاملاً سازگار است.

فهرست فراوانیهای نسبی عناصر سنگین برای ستارگان مختلف و مقایسه آنها با فراوانیهای به دست آمده برای شهاب‌سنگهای کندریتی در جدول ۱.۱۱ داده شده است. مشاهده می‌کنیم که فراوانیهای نسبی عناصر سنگین برای اجسام مختلف با هم سازگارند. فراوانی میانگین که برای زمین تعیین شده است به فرضهای مربوط به داخل زمین، که برای آن می‌توان تحلیل شیمیایی سراسری انجام داد، بستگی دارد. بهترین چیزی که می‌توان گفت این است که فراوانی عناصر سنگین، با فرض اینکه اتمهای و مولکولهای فرار از بین رفته‌اند، با آنچه در ستارگان یافت می‌شود سازگاری دارد.

اگر تعداد اتمها یا یونها را بشماریم معلوم می‌شود که اغلب ستارگان عمدتاً از هیدروژن مخلوط با  $5\% \pm 1\%$  هلیوم تشکیل شده‌اند. چون هر هسته هلیوم چهار بار سنگینتر از پروتون است، فراوانی وزنی هلیوم،  $Y$ ، را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد

$$Y = \frac{4 \cdot \text{ab}(\text{He})}{4 \cdot \text{ab}(\text{He}) + 1 \cdot \text{ab}(\text{H})} = \frac{4 \cdot 0.1}{0.4 + 0.9} = \frac{0.4}{1.3} = 0.31 \pm 0.1$$

فراوانترین عناصر بعدی به ترتیب  $C$ ،  $N$ ،  $O$ ، و  $\text{Ne}$  هستند. این چهار عنصر روی هم رفته  $1/10$  از  $1\%$  تعداد کل ذرات را تشکیل می‌دهند. چون وزن اتمی همه عناصر سنگین، به طور میانگین، در حدود  $20$  است، درمی‌یابیم که کسر جرمی آنها، که  $Z$  نامیده می‌شود، در حدود مقدار زیر است

$$Z = 0.02 \pm 0.01$$

عناصر بعدی با بیشترین فراوانی عبارت‌اند از  $\text{Si}$ ،  $\text{Mg}$ ،  $\text{Fe}$ ، و  $\text{Al}$ ، اگرچه این عناصر با ضریب



جدول ۱.۱۱ فراوانیهای لگاریتمی عناصر برای اغلب عناصر فراوان از ستارگان در حوالی ما و کندریتهای کربناتی (شهابسنگها) تعیین می‌شود.

جمعیت II		شهابسنگها کندریتهای کربناتی	جمعیت I		عدد اتمی	عنصر
HD ۱۹۴۴۵	HD ۱۴۰۲۸۳		$\alpha$ Lyr A۰V	خورشید <sup>۲</sup> G۲V		
۱۲٫۰	۱۲٫۰		۱۲٫۰	۱۲٫۰	۱	هیدروژن (H)
؟	؟		(۱۱٫۴)	(۱۱٫۰)	۲	هلیوم (He)
؟	؟		۹٫۳	۸٫۸	۸	اکسیژن (O)
؟	۶٫۴		؟	۸٫۵	۶	کربن (C)
؟	؟		۸٫۸	۸٫۰	۷	نیتروژن (N)
؟	؟		؟	(۷٫۹)	۱۰	نتون (Ne)
$۵٫۷ \pm ۰٫۲$	$۵٫۲ \pm ۰٫۳$	۷٫۶	۷٫۱	۷٫۶	۲۶	آهن (Fe)
۶٫۰	۵٫۱	۷٫۶	۸٫۲	۷٫۵	۱۴	سیلیسیم (Si)
۶٫۵؟	۴٫۹	۷٫۶	۷٫۷	۷٫۴	۱۲	منگنز (Mg)
؟	؟	۷٫۲	؟	۷٫۲	۱۶	گوگرد (S)
۴٫۵	۳٫۷	۶٫۵	۵٫۷	۶٫۴	۱۳	آلومینیم (Al)
۴٫۷	۴٫۲	۶٫۲	۷٫۰	۶٫۳	۲۸	نیکل (Ni)
۴٫۸	۴٫۰	۶٫۴	۶٫۳	۶٫۳	۲۰	کلسیم (Ca)
؟	۳٫۵	۶٫۲	۷٫۳	۶٫۳	۱۱	سدیم (Na)
۳٫۸	۳٫۶	۵٫۶	۵٫۶	۵٫۹	۲۴	کروم (Cr)
؟	؟	۴٫۸	؟	۵٫۶	۱۷	کلر (Cl)
؟	؟		؟	۵٫۵	۱۵	فسفر (P)
۳٫۷	۲٫۸	۵٫۵	۵٫۳	۵٫۴	۲۵	منیزیم (Mn)
۳٫۴	۲٫۸		۴٫۱	۵٫۱	۲۲	تیتانیوم (Ti)
؟	۲٫۷		؟	۵٫۱	۲۷	کبالت (Co)
؟	؟	۵٫۱	؟	۵٫۰	۱۹	پتاسیم (K)

۱. به  $\log N(H) = ۱۲٫۰۰$  بهنجار شده است.

۲. فراوانیها "فراوانی کیهانی" در نظر گرفته شده‌اند.

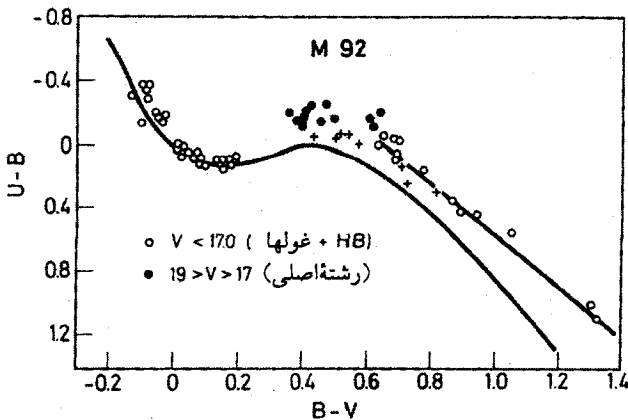
۱۰ از C، N، O، و Ne کمیاب‌ترند. متوجه می‌شویم که عناصر سنگین که زمین را تشکیل داده‌اند فقط کسر کوچکی از گاز کیهانی هستند.

معمولاً فراوانیهای نسبی عناصر سنگین نسبت به یکدیگر برای همه ستارگان و حتی برای زمین یکسان است، اگرچه برای ستارگان خنک درخشان ممکن است فراوانیهای نسبی اندکی متفاوت، به ویژه برای C، N، و O به دست آوریم.

اما، به هر حال ستارگان چندی وجود دارند که برای آنها فراوانی عناصر سنگین در مقایسه با هیدروژن با آنچه در خورشید دیده می‌شود تفاوت فراوان دارد. فراوانی کلی عناصر سنگینتر از He ممکن است به اندازه ۱۰ به توان دو یا سه کمتر باشد. این ستارگان را به اصطلاح ستارگان جمعیت II می‌نامند که آنها را در فصل بعد بررسی می‌کنیم.

## ستارگان جمعیت II

ستارگان کمی در اطراف ما وجود دارند که طیف شیدسپهر آنها ترکیب شیمیایی متفاوتی را نشان می‌دهد. این ستارگان را قبلاً زیر کوتوله می‌نامیدند. دلیل این نام موقعیت آنها در نمودار رنگ-قدر بود: این ستارگان زیر ستارگان رشته اصلی قرار داشتند، که نشان می‌داد آنها یا برای رنگشان بسیار کم‌نورند و یا برای درخشندگی خود بسیار آبی هستند. یک تحلیل طیفی نشان داد که مورد اخیر درست است. معلوم شد که برای این ستارگان، فراوانیهای نسبی عناصر سنگین نسبت به یکدیگر کاملاً شبیه چیزی است که برای خورشید مشاهده می‌کنیم، اما فراوانیهای کلی عناصر سنگین نسبت به هیدروژن و هلیوم به میزان قابل ملاحظه‌ای تا ضریب  $50^\circ$  کاهش می‌یابد، اگرچه کاهش فراوانی برای اغلب آنها کوچکتر است. در ستارگانی که از لحاظ فلزات فقیر هستند، خطوط فلزی از ستارگان عادی با همان دما بسیار ضعیفتر است. چون شدت خطوط طیفی معمولاً در ناحیه آبی، و مخصوصاً فرابنفش، از ناحیه سرخ بیشتر است، انرژی را که خطها از ناحیه فرابنفش و آبی می‌گیرند بیشتر از ناحیه سرخ است. اگر این خطوط در ستارگانی که به لحاظ فلزی فقیر هستند ضعیف شوند، انرژی بازگردانده‌شده به ناحیه فرابنفش و آبی از سرخ بیشتر می‌شود و در نتیجه ستاره، به ویژه در ناحیه فرابنفش، آبی‌تر به نظر می‌رسد. این ستارگان یک فرابنفش اضافی از خود

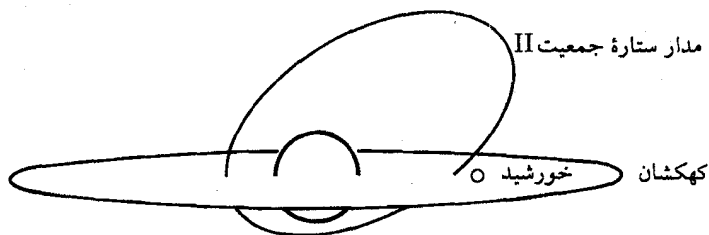


شکل ۱.۱۲ نمودار دورنگی برای ستارگان خوشه گویسان M 92 را نمایش داده‌ایم و با نمودار دورنگی ستارگان هیاد مقایسه کرده‌ایم. ستارگان در M 92 تابش بیشتری در نوار U دارند، که نشان می‌دهد به علت فقر "فلزی" دارای فرابنفش اضافی هستند.

نشان می‌دهند که، در واقع، می‌توان از آن برای تعیین کمبودهای فلزی استفاده کرد. شکل ۱.۱۲ نمودار دورنگی را برای ستارگان خوشه گویسان M 92 (شیئی شماره ۹۲ در فهرست ماسیه مربوط به اجسام ابری در آسمان)، نشان می‌دهد و آن را با نمودار دورنگی خوشه ستاره‌ای هیادا، که در آن فراوانی فلزات در ستارگان عادی یا اندکی بیش از مقدار معمول است، مقایسه می‌کند. ستارگان خنک (که دارای خطهای فلزی قوی هستند) در M 92 رنگهایی را دارند که برای رنگهای U - B به طور قابل ملاحظه‌ای آبی‌تر از ستارگان صورت فلکی شجاع هستند. ستارگان M 92 دارای "فرابنفش اضافی" هستند زیرا به لحاظ فلزی فقیرند.

برای ستارگان از نظر فلزی فقیر (ضریب کاهش ۱۰۰-۵۰)، فراوانیهای نسبی عناصر سنگین نسبت به یکدیگر تقریباً مشابه خورشید است. برای عناصر سنگین ضریب کاهش بین ۱۰ و ۵۰ است، اما معلوم شده است که عناصر مختلف دارای ضریب کاهش متفاوت هستند. ظاهراً، عناصر سبکتر کمتر از عناصر گروه آهن تقلیل می‌یابند. این اختلافهای ضریب کاهش و معنی آنها در رابطه با تکامل شیمیایی ستارگان و کهکشانشان موضوع بسیاری از مطالعات نوین است. اما هنوز یک پاسخ نهایی وجود ندارد.

جالب است توجه کنیم که این زیرگروه‌های به لحاظ فلزی فقیر، از جنبه‌های دیگر نیز با ستارگان عادی تفاوت دارند. سرعت همگی آنها نسبت به خورشید زیاد است. در صفحه کهکشانی،



شکل ۲.۱۲ ستارگان جمعیت II مدارهایی دارند که در داخل صفحه کهکشانی قرار نمی‌گیرد. این ستارگان عموماً دارای مدارهای بیضوی هستند که بسیار بالاتر از صفحه کهکشانی در داخل هاله کهکشانی قرار دارد.

خورشید و همه ستارگان اطراف ما حول مرکز کهکشان می‌گردند. همچنین می‌توان گفت که آنها به همان ترتیب دور مرکز کهکشان می‌گردند که سیارات به گرد خورشید در چرخش‌اند. ستارگان اطراف ما با سرعت تقریباً مساوی و جهتی چون جهت حرکت ما در گردش‌اند. لاقلاً اگر مدارهای تقریباً دایره‌ای مانند خورشید داشته باشند. سرعتهای متفاوت ستارگان اطراف ما به معنی آن است که آنها دارای مدارهای کهکشانی متفاوت هستند؛ یا مدارهای آنها بسیار بیضوی است و یا صفحه‌های مداری آنها نسبت به صفحه مداری خورشید، که با صفحه مداری کهکشان ما یکسان است، تمایل بسیار دارد. سرعت نسبی بسیار بالای زیرکوله‌ها نشان می‌دهد که مدارهای آنها بسیار متفاوت از مدار ستارگان "عادی" اطراف ماست. آنها دارای مدارهای بیضوی هستند که نسبت به صفحه کهکشانی نیز مایل است. در واقع، به نظر می‌رسد که فراوانیهای کلی عناصر سنگین در این ستارگان به فاصله بیشینه  $z$  که این ستارگان می‌توانند به بالای صفحه کهکشانی برسند ارتباط دارد (شکل ۲.۱۲). این ستارگان به لحاظ فلزی بسیار فقیر متعلق به یک جمعیت ستاره‌ای هستند که به صفحه کهکشانی برازش نمی‌یابد؛ بلکه به جمعیتی تعلق دارند که از بالای صفحه کهکشانی سرچشمه گرفته است. وقتی این ستارگان، تشکیل شدند، به طرف مرکز کهکشان فرو می‌افتند. تکانه زاویه‌ای مانع از سقوط آنها به مرکز کهکشان می‌شود، اما باعث می‌شود که در مدارهای بیضوی دور آن بچرخند و مدار آنها نسبت به صفحه کهکشانی مایل شود (شکل ۲.۱۲) این جمعیت ستارگان که در صفحه کهکشانی قرار نمی‌گیرند، بلکه متعلق به فضای بالا و اطراف آن هستند، اصطلاحاً هاله کهکشانی نامیده می‌شوند، را ستارگان جمعیت II می‌نامند، برخلاف ستارگان جمعیت I که ستارگان "عادی" خوانده می‌شوند — مدار این ستارگان در صفحه کهکشانی است و باید در همین صفحه نیز تشکیل شده باشند.

در بخش ۳.۵، در باره نمودارهای رنگ-قدر ستارگان در خوشه‌ها بحث کردیم، و دیدیم که خوشه‌های گویسان (یعنی، خوشه‌های با تعداد زیادی ستاره و چگالی نسبتاً زیادی از آنها)،

نمودارهای رنگ-قدر متفاوت از ستارگان خوشهٔ باز، که تعداد ستارگان آنها کمتر است، دارند. معلوم شده است که خوشه‌های باز متعلق به جمعیت صفحهٔ کهکشانی هستند: مدار آنها در صفحهٔ کهکشانی قرار دارد. از طرف دیگر، خوشه‌های گویسان به جمعیت هاله‌ای یا جمعیت II تعلق دارند. این ستارگان نیز مانند زیرکوتوله‌ها، دارای فراوانی کمی از عناصر سنگین را از خود نشان می‌دهند. زیرکوتوله‌ها، مانند اغلب خوشه‌های گویسان با فقر فلزی دارای بیشترین فاصله از صفحهٔ کهکشانی هستند.

چون به نظر می‌رسد در ناحیه‌هایی تشکیل می‌شوند که دارای چگالیهای زیاد گاز و گرد و غبار میان‌ستاره‌ای است، و چون اکنون گاز و گرد و غبار چندان را در هالهٔ کهکشانی نمی‌بینیم، به نظر می‌رسد که ستارگان جمعیت II در زمانی تشکیل شده‌اند که گاز و گرد و غبار بیش از اکنون بوده است. این بدان معناست که تشکیل آنها مربوط به زمان قبل از تراکم کهکشان به صورت قرص است. بنابراین، به این فکر می‌افتیم که ستارگان جمعیت II از ستارگان جمعیت I، که در صفحهٔ کهکشانی تشکیل شده‌اند، قدیم‌ترند. همین‌طور که اکنون دیدیم، ستارگان جمعیت II دارای کمبود عناصر سنگین هستند؛ آنها باید از گاز و گرد و غبار تشکیل شده باشند که عناصر سنگین در آنها کم است. ستارگان جمعیت I، که ظاهراً بعدها تشکیل شده‌اند، متشکل از موادی هستند که دارای کسر بالاتری از عناصر سنگین‌اند. این موضوع نشان می‌دهد که محیط میان‌ستاره‌ای که ستارگان از آن ساخته شده‌اند، با گذشت زمان از عناصر سنگین غنی شده است. انتظار داریم که نوعی همبستگی میان سن ستارگان و فراوانی کلی عناصر سنگین بیابیم. در جلد سوم خواهیم دید که چگونه سن خوشه‌ها و ستاره‌ها را تعیین کنیم. در اینجا، فقط می‌توانیم بگوییم که تاکنون نتوانسته‌ایم این همبستگی را نشان دهیم، اما هیچ‌گونه تضادی را نیز با آن به دست نیاورده‌ایم. ستارگان قدیمی همگی بدون توجه به ترکیب شیمیایی، تا آنجا که خطای تعیین سن اجازه می‌دهد، دارای سن یکسان هستند. به نظر می‌رسد که غنی‌شدن در فلزات سنگین در گستره‌ای از زمان صورت گرفته است که در مقایسه با سن ستارگان قدیمی کوتاه است.

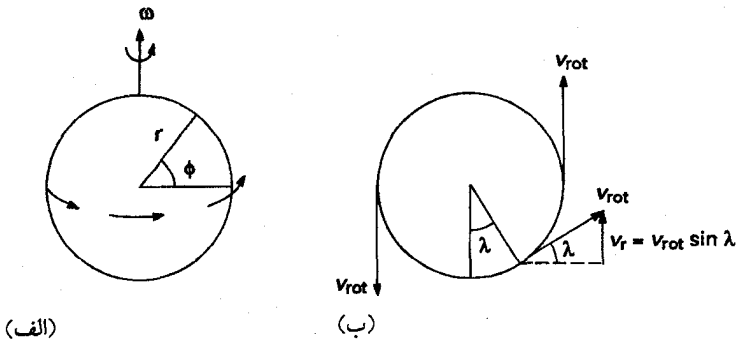
## چرخش ستاره‌ای

می‌توانیم سرعت‌های دورانی ستارگان را از روی پهنای خطوط طیفی آنها اندازه بگیریم. برای یک ستاره چرخان، لااقل تا هنگامی که خط دید بر محور دوران منطبق نباشد، یک طرف ستاره به ما نزدیک و طرف مقابل آن از ما دور می‌شود (شکل ۱.۱۳). برهم‌نهی تمام طیفهایی که از قسمتهای مختلف ستاره سرچشمه می‌گیرند یک خط طیفی پهن شده به وجود می‌آورد (شکل ۲.۱۳). عرض خط پهن شده سرعت دوران را با در نظر گرفتن عامل  $\sin i$  به دست می‌دهد که  $i$  زاویه میان محور دوران و خط دید است.

تأثیر دوران بر ظاهر خطوط طیفی در شکل ۳.۱۳ نشان داده شده است.

معلوم شده است که سرعت شعاعی، یعنی، مؤلفه‌ای سرعت دورانی در جهت خط دید، در امتداد نوارهایی از سطح ستاره که با جهت تصویر محور دوران بر زمینه آسمان موازی است ثابت می‌ماند. فرض کنید که محور دوران بر خط دید عمود باشد. در عرض معین  $\phi$  بر روی ستاره، سرعت دوران از رابطه زیر به دست می‌آید (شکل ۴.۱۳)

$$v_{\text{rot}} = v_{\text{rot}}(\text{استوا}) \cos \phi \quad (۱.۱۳)$$



شکل ۱.۱۳ برای یک ستاره چرخان که محور آن نسبت به خط دید مایل است، یک ناظر در دور دست مشاهده می‌کند که یک طرف ستاره از او دور و طرف دیگر آن به وی نزدیک می‌شود.

شکل (الف) چشم‌اندازی از ستاره را نشان می‌دهد که خط دید در صفحه استوایی آن است. شکل (ب) چشم‌انداز ستاره از دید ناظری است که خط دیدش در صفحه استوایی است و می‌بیند که یک طرف ستاره به وی نزدیک و طرف دیگر آن از او دور می‌شود. اگر ناظر در امتداد محور دوران به ستاره نگاه کند هیچ‌گونه انتقال دوپلری را مشاهده نمی‌کند.

اگر  $\lambda$  طول جغرافیایی بر روی ستاره از نصف‌النهار مرکزی اندازه گرفته شود، مؤلفه سرعت دورانی بر خط دید، یعنی، سرعت شعاعی  $v_r$  که از هر نقطه روی سطح ستاره‌ای دیده می‌شود از رابطه زیر به دست می‌آید (شکل ۱.۱۳ (ب))

$$v_{rot} = v_r \sin \lambda = v_{rot} (\text{استوا}) \times \cos \phi \times \sin \lambda \quad (۲.۱۳)$$

بنابراین اگر  $\cos \phi \sin \lambda$  ثابت باشد، سرعت شعاعی  $v_r$  ثابت خواهد بود.

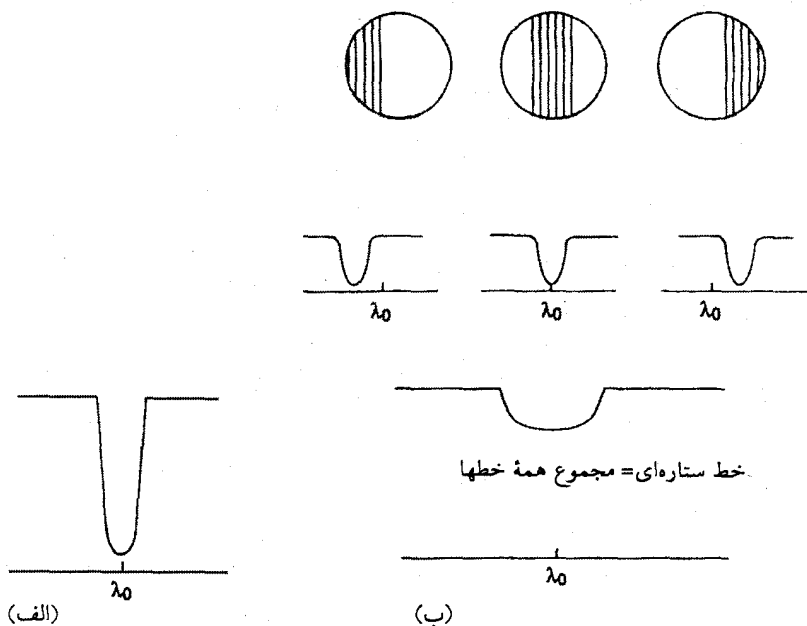
اگر کره را با مختصات  $x, y, z$  دستگاه مختصات قائم دکارتی نشان دهیم (شکل ۵.۱۳) و شعاع کره باشد، خواهیم داشت

$$\begin{cases} z = r \sin \phi \\ x = \rho \sin \lambda \\ y = \rho \cos \lambda \end{cases} \quad (۳.۱۳)$$

که  $\rho$  شعاع مقطع کره در ارتفاع  $z$  است. از شکل ۴.۱۳ می‌بینیم که

$$\rho = r \cos \phi$$





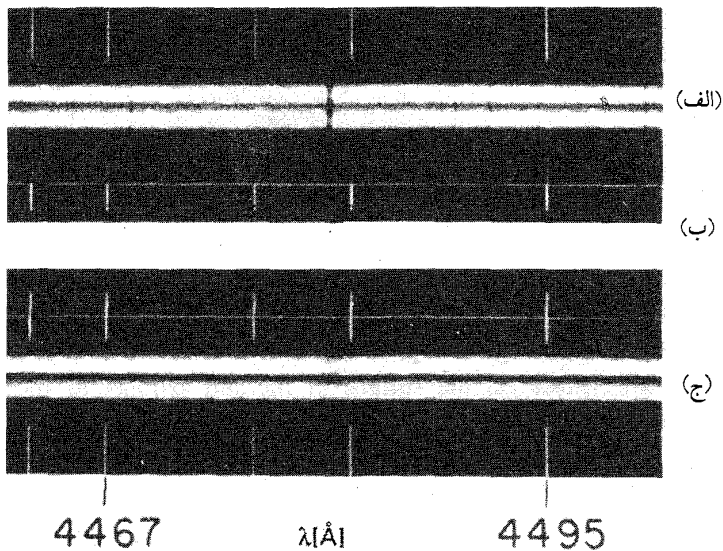
شکل ۲.۱۳ خطوط طیفی ستاره‌ای که نمی‌چرخد (الف) معمولاً تیز هستند. برای یک ستاره چرخان، خطوط طرفهای مقابل ستاره در جهتهای مخالف جابه‌جا می‌شوند، در حالی که مرکز ستاره طیف بدون جابه‌جایی را نشان می‌دهد (ب)، ما فقط می‌توانیم مجموع طیفهایی را که از قسمتهای مختلف سطح ستاره‌ای سرچشمه می‌گیرند را مشاهده کنیم. یعنی یک خط چین پهن شده را می‌بینیم.

و به دست می‌آوریم

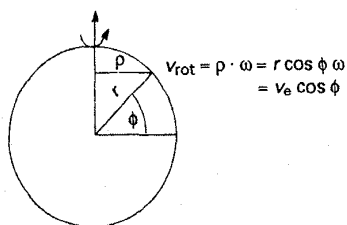
$$x = r \cos \phi \sin \lambda \quad \text{و} \quad y = r \cos \phi \cos \lambda \quad (۴.۱۳)$$

قبلاً دیدیم که اگر  $\cos \phi \sin \lambda$  ثابت باشد، مقدار  $v_r$  ثابت خواهد بود. رابطه (۴.۱۳) نشان می‌دهد که برای  $x$  ثابت روی کره، یعنی سطح مقطعهای کره در فاصله‌های ثابت از صفحه  $xy - z$ ، این شرط برقرار است. اینها نوارهایی روی سطح ستاره، موازی با تصویر جهت محور دوران هستند. برای محاسبه نمایه خط برای خطی که بر اثر دوران پهن شده است باید سهم هر یک از این نوارها را که در شکل ۲.۱۳ نشان داده شده است با هم جمع کنیم.

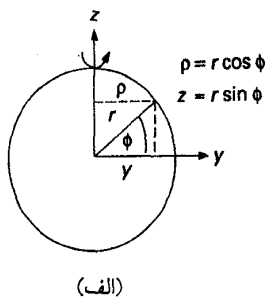
برای (۴.۱۳) تا (۴.۱۳) فرض کردیم که خط دید بر محور دوران عمود است. اگر این شرط برقرار نباشد، همه  $v_r$ ها در ضریب  $\sin i$  ضرب می‌شوند که  $i$  زاویه میان محور دوران و خط دید است.



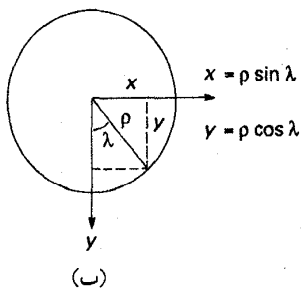
شکل ۳.۱۳ تأثیر دوران بر پهن شدن خطوط طیفی برای سه ستاره با سرعت‌های دوران مختلف نشان داده شده است.



شکل ۴.۱۳ سرعت دوران در عرض ستاره‌ای  $\phi$  از  $v_{\text{rot}} = \rho \cdot \omega$  به دست می‌آید که  $\rho = r \cos \phi$  (استوا)،  $v_e = v_{\text{rot}}$

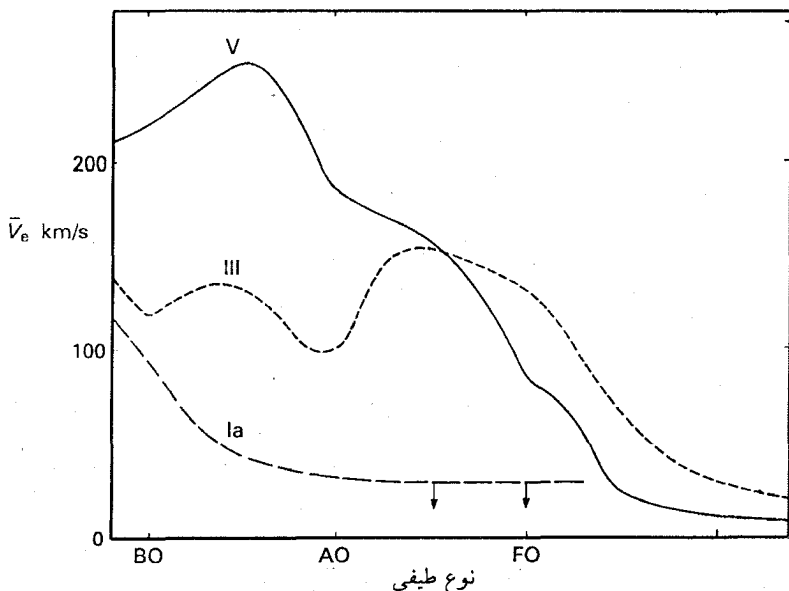


(الف)



(ب)

شکل ۵.۱۳ رابطه‌های میان مختصات قائم دکارتی  $x, y, z$  و مختصات کروی قطبی،  $r, \phi, \lambda$  نشان داده شده است. (الف) چشم‌انداز از صفحه استوایی، (ب) چشم‌انداز از قطب.



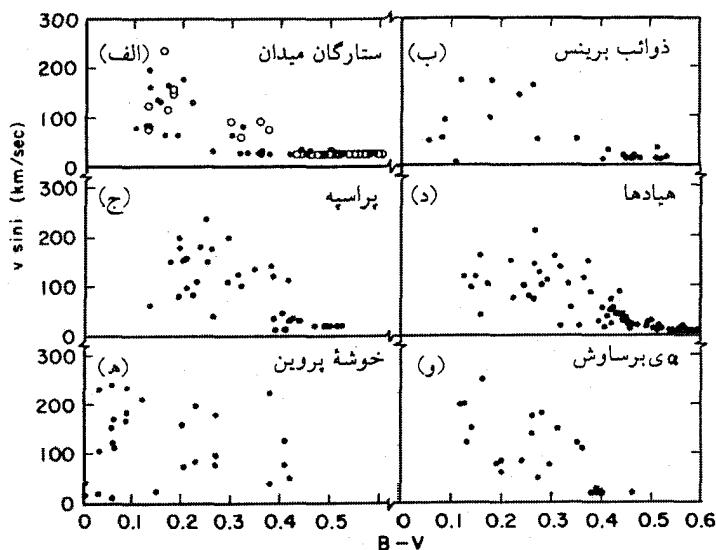
شکل ۶.۱۳ وابستگی متوسط سرعت‌های دورانی استوایی به انواع طیفی برای ستارگان رشته اصلی، غولها، و ابرغولها، با توجه به داده‌های اشمیت-کیلر<sup>۱</sup> (۱۹۸۲) نشان داده شده است. V: ستارگان رشته اصلی؛ III: غولها؛ Ia: ابرغولها.

معمولاً، راهی برای تعیین زاویه  $i$  وجود ندارد؛ بنابراین، می‌توانیم فقط  $v_r \sin i$  را اندازه بگیریم. در جدولهایی که سرعت‌های دورانی ستارگان را نشان می‌دهد، همواره مقدار  $v_r \sin i$  را می‌یابیم، که فقط حد پایین سرعت دوران واقعی یک ستاره را می‌دهد.

اما، با فرض توزیع کاتوره‌ای برای سمتگیری محورهای دوران (یعنی احتمال اینکه  $i$  با  $\sin i$  متناسب باشد) می‌توانیم ضریب  $\sin i$  را به صورت آماری تصحیح کنیم و توزیع واقعی سرعت‌های دورانی استوایی را به دست آوریم.

در شکل ۶.۱۳، توزیع میانگین سرعت‌های دورانی (استوایی)  $v_{\text{rot}}$  برای ستارگان میدان را بر حسب انواع طیفی نشان داده‌ایم. سرعت‌های دورانی نسبتاً زیاد برای ستارگان O، B، و A به دست آمده است برای ستارگان آخر A و اول F، سرعت‌های دورانی تقریباً به صفر فرو می‌افتند.

در شکل ۷.۱۳، توزیع سرعت‌های دورانی را برای ستارگان در خوشه‌های مختلف در مقایسه با توزیع ستارگان میدان نشان داده‌ایم در حالی که تصویر یکسانی را برای همه خوشه‌ها بجز پروین<sup>۲</sup>



شکل ۷.۱۳ سرعت‌های دورانی برای ستارگان رشته اصلی بر حسب  $B - V$  برای ستارگان میدان، یعنی ستارگانی که در خوشه‌ها نیستند، و برای ستارگان در خوشه‌های مختلف کهکشانی نشان داده شده است. در موارد ضروری، تصحیح‌های سرخ‌شوندگی اعمال شده است (نگاه کنید به فصل ۱۹). خوشه‌ها را بر حسب سن آنها مرتب کرده‌ایم (نگاه کنید به جلد سوم). خوشه‌های گیسو، هیادها و پرسپ قدیمی‌ترین، و  $\alpha$  برساوش و خوشه پروین جوانترین آنها هستند. در خوشه پروین همه ستارگان هنوز دارای سرعت‌های دورانی زیاد هستند.

می‌بینیم، افت سرعت‌های دورانی در خوشه‌های مختلف کم و بیش نمایان است. در شکل ۷.۱۳، در واقع خوشه‌ها را بر حسب سن آنها مرتب کرده‌ایم (در جلد سوم خواهیم دید که چگونه می‌توان سن خوشه‌ها را تعیین کرد). در ستارگان قدیمی میدان و در خوشه گیسو، افت سرعت‌های دورانی در  $B - V = 0.3$  بسیار نمایان است. در خوشه تا اندازه‌ای جوانتر پرسپ<sup>۲</sup> و هیادها، این افت در  $B - V = 0.4$  کمتر نمایان است. سرعت‌های دورانی برای ستارگان با  $B - V > 0.4$  نیز زیاد باقی می‌ماند. به روشنی می‌توان دید که در ستارگان با  $B - V \geq 0.3$ ، یک سازوکار ترمزی در کار است که برای ستارگان با  $B - V \geq 0.4$  مؤثرتر است. در حالی که این تفاوت‌های ظریف هنوز شناخته نشده است، منجمان معمولاً بر این باورند که این سازوکار ترمزی با بادهای ستاره‌ای در ارتباط است که به نوبه خود به حضور خرمنها مربوط می‌شود که می‌توان در ستارگان خنکتر دید. در جلد دوم به این موضوع باز خواهیم گشت.

## میدانهای مغناطیسی ستاره‌ای

### ۱.۱۴ بحث کلی

برای همه ما این واقعیت که زمین دارای یک میدان مغناطیسی است، که شکل آن شباهت زیادی به میدان مغناطیسی یک دوقطبی دارد و محور مغناطیسی آن تفاوت چندانی با محور دوران زمین ندارد، عادی است. این موضوع باعث می‌شود که گمان کنیم خاصیت مغناطیسی بر اثر دوران زمین به وجود آمده است یا لاقبل با آن ارتباط نزدیک دارد. بنابراین، شاید به این فکر بیفتیم که ستارگانی که سرعتهای دورانی آنها بسیار بیشتر از زمین است باید میدانهای مغناطیسی شدیدتر از زمین داشته باشند. بررسی این مطلب بسیار جالب است. این پرسش مطرح می‌شود که چگونه می‌توان میدانهای مغناطیسی ستارگان را اندازه گرفت؟ بدیهی است که نمی‌توان یک مغناطیس سنج را به سطح ستاره برد. آنچه از یک ستاره دریافت می‌داریم نور آن است. خوشبختانه، طبیعت تأثیر میدان مغناطیسی بر نور را در اختیار ما می‌گذارد که می‌توانیم با استفاده از آن میدانهای مغناطیسی ستارگان را اندازه بگیریم. این تأثیر به نام کاشف آن اثر زیمان نام‌گذاری شده است.

## ۲.۱۴ اثر زیمان

زیمان کشف کرد که برای یک چشمه نور آزمایشگاهی که طیفی خطی را در یک میدان مغناطیسی آزمایشگاهی گسیل می‌کند، معمولاً خطوط طیفی به چند خط شکافته می‌شوند. اگر نور را در جهت دلخواهی نسبت به جهت میدان مغناطیسی مشاهده کنید، در ساده‌ترین مورد، خواهید دید که این خط به سه خط شکافته می‌شود، که اصطلاحاً سه تایی لورنتس خوانده می‌شوند. مؤلفه مرکزی دارای همان طول موج اولیه  $\lambda_0$  است که خط در نبود میدان مغناطیسی دارد. دو مؤلفه دیگر به طور متقارن در دو طرف مؤلفه مرکزی قرار دارند. بسامد جابه‌جایی،  $\Delta\nu$ ، از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\Delta\nu = \pm \frac{e}{m} \times \frac{H}{4\pi c} = 4.766 \times 10^{-5} \times H, \quad \text{با} \quad \nu = \frac{1}{\lambda} \quad (۱.۱۴)$$

یا بر حسب  $\Delta\lambda$  خواهیم داشت

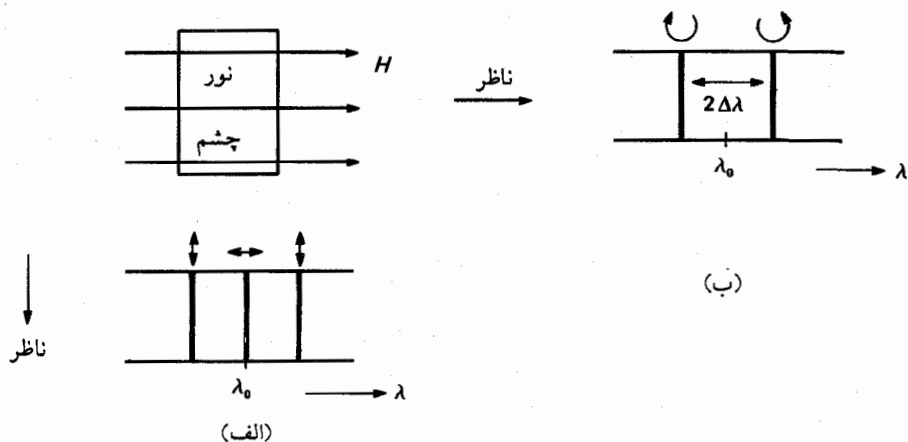
$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\nu} = \frac{d}{d\nu} \left( \frac{1}{\nu} \right) = -\frac{1}{\nu^2} = -\lambda^2$$

$$\Delta\lambda = \pm \lambda^2 \times 4.7 \times 10^{-5} \times H \quad (۱.۱۴ الف)$$

که در آن  $H$  شدت میدان مغناطیسی مورد اندازه‌گیری بر حسب گاوس،  $e$  بار الکترون بر حسب یکاهای الکترومغناطیسی، و  $m$  جرم الکترون است.

شدت نسبی سه مؤلفه در جهت‌های مختلف تغییر می‌کند. اگر در جهت موازی با خطوط میدان مغناطیسی به آن بنگریم چیزی را مشاهده می‌کنیم که اثر زیمان طولی خوانده می‌شود. در این مورد، فقط دو مؤلفه جابه‌جاشده را خواهیم دید: شدت مؤلفه مرکزی به صفر کاهش یافته است (۱.۱۴). نور در دو مؤلفه جابه‌جاشده دارای قطبش دایره‌ای در دو جهت مخالف است. جهت قطبش دایره‌ای هر مؤلفه تابع جهت میدان مغناطیسی است. اگر، در شکل ۱.۱۴، میدان مغناطیسی دور چشمه نور در جهت‌های مخالف بود، جهت قطبش دایره‌ای دو خط معکوس می‌شد.

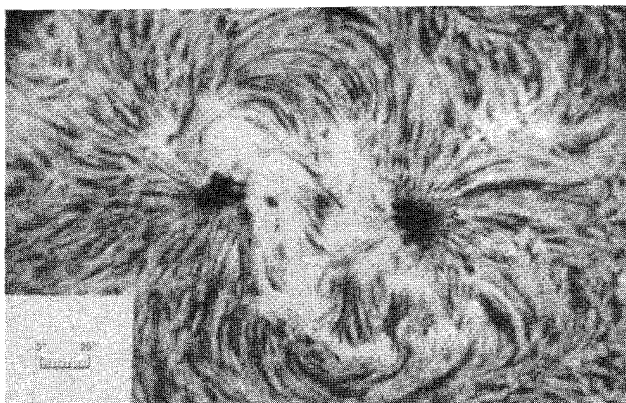
اگر به چشمه نور در جهت عمود بر جهت میدان مغناطیسی بنگریم، چیزی را مشاهده می‌کنیم که اثر زیمان عرضی خوانده می‌شود، یعنی هر سه مؤلفه سه تایی زیمان را می‌بینیم که شدت مؤلفه مرکزی دو برابر هر یک از مؤلفه‌های جابه‌جا شده است. اکنون معلوم می‌شود که هر سه مؤلفه به صورت خطی قطبیده‌اند. دو مؤلفه جابه‌جاشده در جهت عمود بر میدان مغناطیسی قطبیده‌اند، در حالی که قطبش مؤلفه مرکزی موازی با میدان مغناطیسی است (نگاه کنید به نمودار پایینی شکل ۱.۱۴).



شکل ۱.۱۴ شکافتگی یک خط طیفی به واسطهٔ اثر زیمان برای موردی که چشمهٔ نور موازی میدان مغناطیسی است، یعنی وقتی که اثر زیمان طولی را مشاهده می‌کنیم (الف)، و برای موردی که مشاهده در جهت عمود بر میدان مغناطیسی، یعنی برای اثر زیمان عرضی (ب) نشان داده شده‌اند. جهت‌های قطبش خطی و دایره‌ای نور با پیکان مشخص شده است.

چون شکافتگی خطوط با زیاد شدن میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد، اندازه‌گیری شکافتگی خط معیاری از شدت میدان مغناطیسی است. هیل<sup>۱</sup>، در سال ۱۹۰۸ نخستین کسی بود که از این اثر زیمان برای اندازه‌گیری میدانهای مغناطیسی در لکه‌های خورشید استفاده کرد. شکل ۲.۱۴ تصویری از یک لکهٔ خورشید را نشان می‌دهد که برای خط  $H\alpha$ ی هیدروژن اندازه گرفته شده است. این تصویر خطوط نیروی مغناطیسی براده آهن پراکنده بر صفحهٔ کاغذی را به یادمان می‌آورد که روی قطعه کاغذی در بالای یک آهنربا در آزمایشگاه قرار دارد (نگاه کنید به شکل ۳.۱۴). این موضوع هیل را به شک انداخت، و او در واقع میدانهای مغناطیسی چند هزار گاوس را در لکه‌های خورشید اندازه گرفت.

از روی شکل ۱.۱۴ (الف) می‌توانیم اندازهٔ شکافتگی خط طیفی در حدود  $\lambda_0 = 4300 \text{ \AA}$  را محاسبه کنیم. برای میدان  $10000$  گاوسی، مقدار  $\Delta\lambda/\lambda = 2 \times 10^{-6}$  را به دست می‌آوریم. خط طیفی ستاره به واسطهٔ دوران پهنایی در حدود  $\Delta\lambda_D = \lambda v_r/c$  دارد، که  $c$  سرعت نور است. برای  $v_r \sin i = 10^6 \text{ km s}^{-1}$ ، عرض  $\Delta\lambda = 14 \text{ \AA}$  را به دست می‌آوریم. یعنی پهن شدن خطوط بر اثر دوران بسیار بزرگتر از شکافتگی به واسطهٔ اثر زیمان است. بنابراین نمی‌توانیم شکافتگی خط را اندازه بگیریم. فقط هنگامی که  $v_r \sin i$  کوچک و میدان مغناطیسی بزرگ است، می‌توانیم

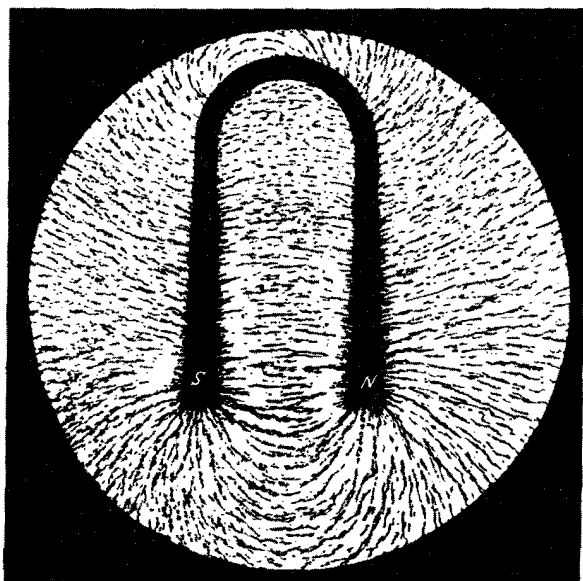
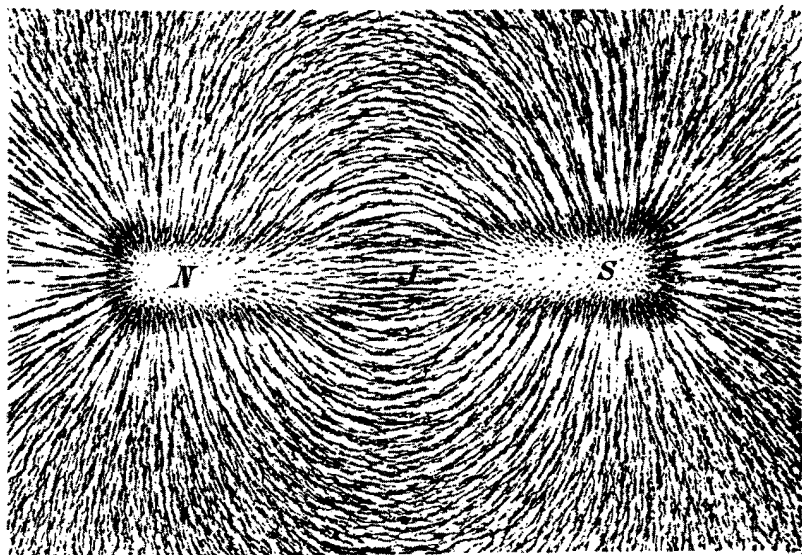


شکل ۲.۱۴ تصاویر لکه‌های خورشید با تفکیک فضایی بسیار زیاد، که در نور خط  $H\alpha$  هیدروژن گرفته شده است. این احساس به وجود می‌آید که طرح کلی خطوط نیروی میدان مغناطیسی خروجی از لکه‌های خورشید را مشاهده می‌کنیم.

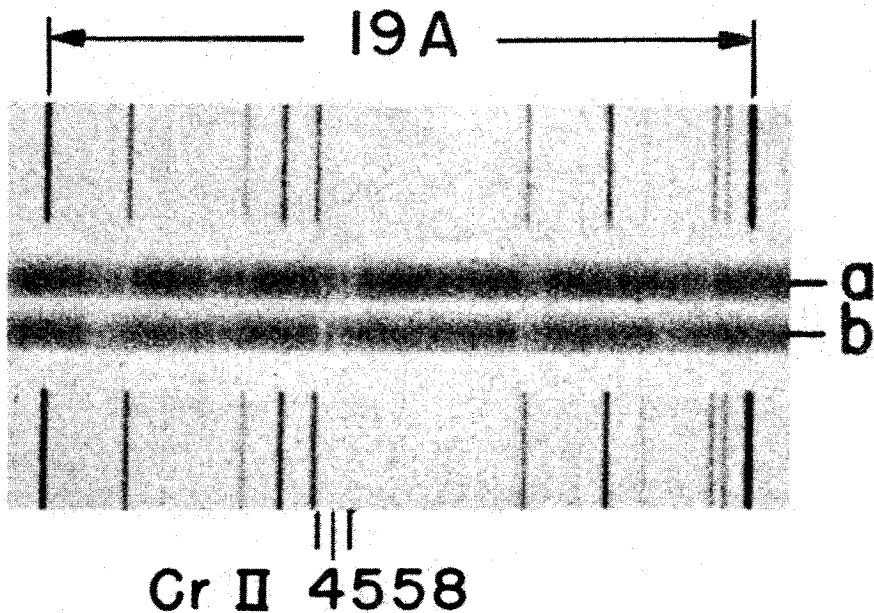
امیدوار به اندازه‌گیری مستقیم شکافتگی خطوط باشیم. در شکل ۴.۱۴ طیف HD۲۱۵۴۴۱ (ستاره شماره ۲۱۵۴۴۱ در فهرست ستارگان هنری دراپر<sup>۱</sup>) را نشان داده‌ایم که بابکوک<sup>۲</sup> در سال ۱۹۶۰ اندازه گرفته است. او در این طیف سه مؤلفهٔ زیمان خط  $Ct$  در  $4254 \text{ \AA}$  را مشاهده کرد. مقدار شکافتگی نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی این ستاره  $34000$  گاوس است.

برای ستارگان دارای میدان مغناطیسی در حدود  $10000$  گاوس که در لکه‌های خورشید مشاهده شده است، و برای سرعت‌های دوران از مرتبهٔ حدود  $50 \text{ km s}^{-1}$ ، مؤلفه‌های مختلف را نمی‌توان تفکیک کرد. فقط مشاهده می‌کنیم که خط اندکی پهن شده است (شکل ۵.۱۴). بدیهی است بهترین فرصت برای جدا کردن مؤلفه‌ها هنگامی فراهم می‌آید که فقط اثر زیمان طولی را مشاهده کنیم که در آن مؤلفه مرکزی حذف شده است. اما، اختیار انتخاب خط دید را نداریم. بنابراین باید دستگاهی را بسازیم که بتواند مؤلفه‌های با قطبش دایره‌ای را از هم جدا سازد. بابکوک، در رصدخانهٔ مونت ویلسون<sup>۳</sup>، نخستین کسی بود که این دستگاه را برای رصد میدانهای مغناطیسی ستارگان طراحی کرد. دستگاه وی در شکل ۶.۱۴ نشان داده شده است. بخشهای اصلی عبارت‌اند از بلور کلسیت و میکای  $\lambda/4$ . بلور کلسیت این ویژگی را دارد که زاویه‌های پراش آن برای نور با قطبش خطی در جهت‌های عمود بر هم متفاوت است. میکای  $\lambda/4$  نور با قطبش دایره‌ای را به نور خطی قطبیده تبدیل می‌کند. برای جهت‌های مختلف قطبش دایره‌ای، جهت‌های نور خطی قطبیدهٔ حاصل

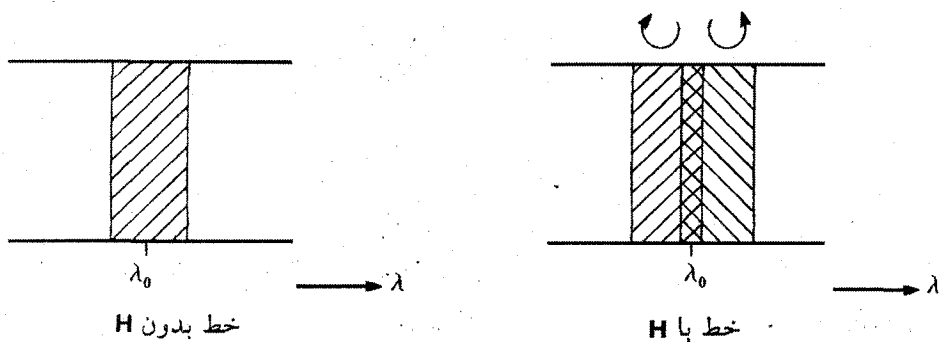




شکل ۳.۱۴ خطوط نیروی مغناطیسی یک آهنربای آزمایشگاهی به کمک براده‌های آهن بر روی یک تکه کاغذ در بالای یک آهنربا (تصویر بالا) و در کنار آن (تصویر پایین) نشان داده شده است.

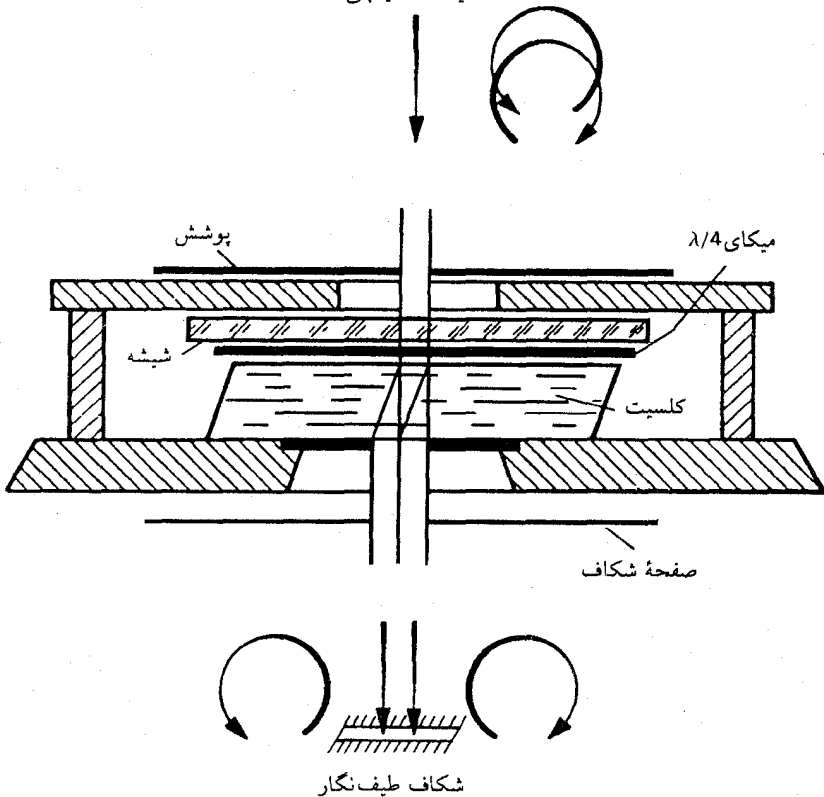


شکل ۴.۱۴ بخش کوچکی از طیف ستاره شماره ۲۱۵۴۴۱ را در فهرست هنری درابر نشان داده‌ایم. این ستاره دارای میدان مغناطیسی ۳۴۰۰۰ گاوس و سرعت دورانی  $5 \text{ km s}^{-1}$  است. خطوط به اندازه کافی باریک و میدان مغناطیسی به اندازه کافی شدید است که بتوان سه تاییهٔ زیمان را برای Cr در  $4558 \text{ \AA}$  به وضوح مشاهده کرد. طیفهای آزمایشگاهی (خط گسیلی) برای شناسایی خط در بالا و پایین طیف ستاره‌ای نشان داده شده‌اند.



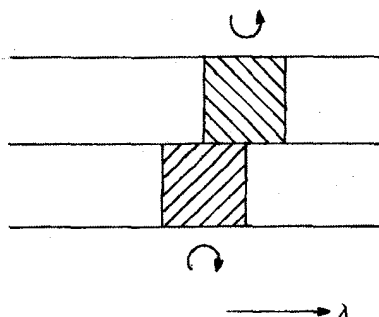
شکل ۵.۱۴ برای خطهای پهن و میدانهای مغناطیسی کوچک، شکافتگی به وجود نمی‌آید، بلکه به واسطهٔ میدان مغناطیسی خط پهن می‌شود. نور دو طرف خط دارای قطبش دایره‌ای در دو جهت مخالف‌اند.

باریکه F/30 از  
آینه 100 اینچی



شکل ۶.۱۴ بخشهای اصلی مغناطیس نگار بابکوک نشان داده شده اند. تیغه  $\lambda/4$  میکا نور با قطبش دایره ای را به نور با قطبش خطی تبدیل می کند. جهت های مخالف قطبش دایره ای، قطبش های خطی عمود بر هم را به وجود می آورد. دو باریکه نور همفرود از ستاره با جهت های قطبش عمود برهم در بلور کلسیت دارای پراش متفاوت خواهند بود. باریکه ها در هنگام خروج از بلور در کنار هم خواهند بود. سپس به همین ترتیب وارد شکاف مغناطیس نگار می شوند و دو طیف کنار هم را روی صفحه عکاسی تشکیل می دهند که مربوط به قطبش های در جهت مخالف است.

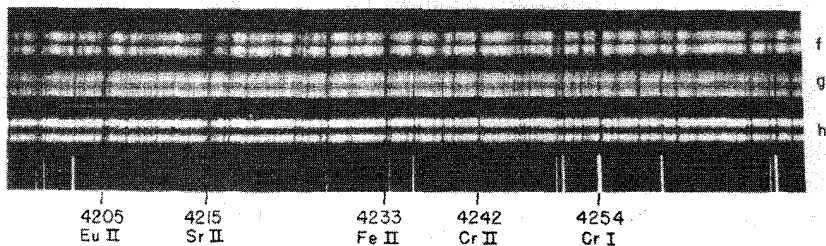
برهم عمودند. نور معمولاً ناقطبیده ناشی از ستاره، که ما آن را متشکل از دو باریکه با قطبش دایره ای در جهت های مخالف در نظر می گیریم، وارد تیغه میکای  $\lambda/4$  می شود. در طرف دیگر تیغه میکا، باریکه متشکل از دو باریکه خطی قطبیده است که جهت قطبش آنها برهم عمود است. اکنون دو باریکه از بلور کلسیت می گذرند که در آن یکی از باریکه ها مستقیماً عبور می کند، و باریکه دیگر پراشیده می شود. بنابراین باریکه های با قطبش متفاوت در نقطه های مختلف از بلور کلسیت خارج



شکل ۷.۱۴ مجموعه‌ای از دو طیف با قطبش دایره‌ای با یک مغناطیس‌نگار به دست می‌آید.

می‌شوند. ضخامت بلور کلسیت به گونه‌ای است که دو باریکه در کنار هم خارج می‌شوند. سپس باریکه‌ها وارد شکاف مغناطیس‌نگار می‌شوند. در طیف‌نگار هر یک از آنها به یک طیف پراشیده می‌شوند. دو طیف ناشی از دو باریکه اکنون در کنار هم ظاهر می‌شوند. چون هر باریکه از نور با یک جهت قطبش تشکیل شده است، در صورتی که ستاره دارای میدان مغناطیسی باشد، یک خط معین مثلاً به طول موج بزرگتر منتقل می‌شود. در طیف دیگر، نور با قطبش دایره‌ای مخالف دیده می‌شود. در این طیف خطی را می‌بینیم که، اگر ستاره میدان مغناطیسی داشته باشد، به طول موج کوتاهتر منتقل شده است. بنابراین، در این دو طیف در کنار هم، اگر ستاره میدان مغناطیسی داشته باشد، خطوط با طول موجهای اندکی متفاوت ظاهر می‌شوند. این جابه‌جایی با فاصله دو خط جابه‌جاشده سه‌تایه لورنتس متناظر است.

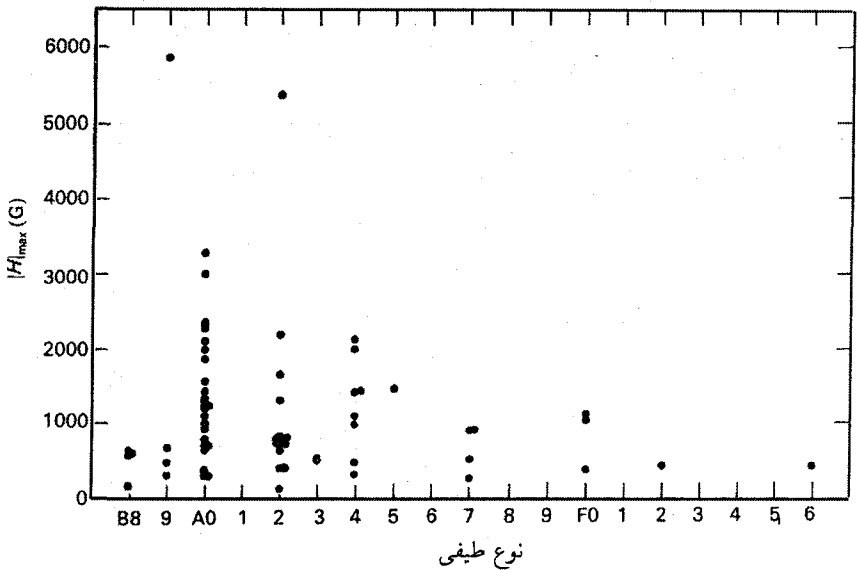
شکافتگی خطوط مختلف در یک میدان مغناطیسی معین، بر حسب ساختار ترازهای انرژی دخیل در گذار خط، فرق می‌کند. برای بعضی از خطوط شکافتگی بزرگتر از مقداری است که از رابطه (۷.۱۴) به دست می‌آید و برای بعضی خطوط شکافتگی کوچکتر است. بعضی از خطوط هم اصلاً شکافته نمی‌شوند. حساسیت خطوط مختلف به اثر زیمن را می‌توان در آزمایشگاه اندازه گرفت، و بررسی کرد که آیا شکافتگیهای اندازه‌گیری شده برای خطوط مختلف همان نسبتهای آزمایشگاهی را دارند. بدین ترتیب می‌توان اطمینان حاصل کرد که در واقع اثر میدان مغناطیسی ستاره را مشاهده می‌کنیم. جابه‌جاییهای خط در دو طیف، حتی اگر خطوط بهتر از جابه‌جایی باشند، مانند شکل ۷.۱۴ و نیز ۸.۱۴ که دو زوج طیف مشاهده شده توسط بابکوک هستند، قابل اندازه‌گیری است. اما حتی با این دستگاه هوشمند، اندازه‌گیریهای ما محدود به میدانهای مغناطیسی نسبتاً قوی است. حتی امروز نیز اندازه‌گیری در میدانهای کمتر از  $10^5$  گاوس امکان‌پذیر نیست. دستگاههای جدید از قطبش



شکل ۸.۱۴ طیفهای سه ستاره مغناطیسی، که با مغناطیس سنج بابکوک گرفته شده‌اند، نشان داده شده است. این طیفها نوری با جهت‌های قطبش دایره‌ای مخالف را در کنار هم نشان می‌دهد. انتقال خطوط به واسطهٔ اثر زیمان را می‌توان به ویژه برای ستارهٔ ۵۳ زرافه (f) به خوبی دید.

حاصل از انتقال خطوط میدان مغناطیسی در خطوط هیدروژن بهره می‌گیرند. اصول کار همان است که در اینجا بیان شد. جابه‌جایی خطوط در باریکه‌های قطبیده باعث قطبیدگی مختصری در دو جناح خطهای هیدروژن می‌شود که در جناحهای طول موج بلند و کوتاه دارای علامت مخالف هستند. اختلاف قطبیدگی در دو جناح نشانگر یک میدان مغناطیسی ستاره‌ای است.

همان‌گونه که قبلاً گفتیم، شکافتگی خطوط فلزی متفاوت به واسطهٔ اثر زیمان مختلف است. برای هر خط شکافتگی را می‌توان برای خطهای مختلف و شدتهای میدان مغناطیسی متفاوت در آزمایشگاه اندازه‌گرفت، همین‌طور می‌توان شکافتگی خطوط مختلف را برای یک میدان مغناطیسی معین تعیین کرد. به عنوان آزمونی دیگر از تغییر شکافتگی خطوط به واسطهٔ اثر زیمان، می‌توان نسبت شکافتگی خطوط مختلف در طیف ستاره را تعیین و بررسی کرد که آیا این مقادیر با آنچه در آزمایشگاه به دست می‌آید سازگار است. بابکوک این بررسیها را انجام داده و سازگاری خوبی را به دست آورده است. معلوم شده است که برای اغلب ستارگانی که می‌توان میدانهای مغناطیسی را اندازه‌گرفت (کسری کوچکی از کل ستارگان)، این میدانها بر حسب زمان به صورت دوره‌ای تغییر می‌کنند. در شکل ۹.۱۴ میدانهایی را رسم کرده‌ایم که بابکوک برای ستارگان دارای میدان مغناطیسی قابل اندازه‌گیری بر حسب نوع طیفی آنها رسم کرده است. برای ستارگان با میدان مغناطیسی متغیر، بیشینهٔ شدت میدان، بدون توجه به اینکه قطبیت N یا S را می‌بینیم، رسم شده است. از اندازه‌گیریهایی بابکوک معلوم شده است که بیشینهٔ شدتهای میدان برای ستارگان A اولیه رخ می‌دهد. برای ستارگان خنک هیچ‌گونه میدان قابل اندازه‌گیری به دست نیامد. می‌دانیم که خورشید دارای یک میدان مغناطیسی ضعیف است که به صورت دوره‌ای تغییر می‌کند. این



شکل ۹.۱۴ بیشینه شدتهای میدان اندازه‌گیری شده برای ستارگان دارای میدان مغناطیسی (فقط کسر کوچکی از ستارگان با هر نوع طیف دارای میدانهای مغناطیسی هستند) بر حسب انواع طیفی آنها بر حسب داده‌های بابکوک (۱۹۶۰) رسم شده است. بزرگترین میدانها فقط برای ستارگان نوع Aی اولیه و B انتهایی اندازه‌گیری شده است. میدانهای حتی شدیدتری اکنون برای ستارگان Bی اولیه با خطوط هلیم به طور غیرعادی شدید به دست آمده است.

میدان در حدود چند گاوس برای خورشید را فقط به این دلیل می‌توانیم اندازه بگیریم که اندازه‌گیری برای تک‌تک لکه‌هایی روی خورشید که در آنها خطها به صورت دورانی پهن نشده‌اند امکان‌پذیر است. به علاوه، بهره‌گیری از طیفهای با تفکیک بالای نور خورشید به علت روشنایی زیاد خورشید امکان‌پذیر است. اگر ستاره‌ای دیگر چون خورشید میدان مغناطیسی با شدت قابل مقایسه با آن داشت، هرگز نمی‌توانستیم آن را اندازه بگیریم. به هر حال، اندازه‌گیریهای جدید در فرورسرخ، میدانهای مغناطیسی با شدت حدود  $10^6$  گاوس را برای برخی ستارگان خنک نشان می‌دهد. برای ستارگان داغ، یعنی O و ستارگان Bی اولیه، بابکوک میدانهای مغناطیسی شدیدی را به دست نیاورد، زیرا خطهای فلزی بسیار ضعیف بودند و مشکل می‌شد ستارگانی را یافت که دارای  $v_r \sin i$  به اندازه کافی کوچک باشند تا بتوان شکافتگی زیمان را برای خطهای فلزی اندازه گرفت. اما، ستارگان B دارای خطوط هیدروژنی با شدت زیاد هستند. اندازه‌گیریهای قطبش در جناحهای خط هیدروژن میدانهای مغناطیسی شدیدی را برای برخی ستارگان Bی غیرعادی نشان داده است، که

اصطلاحاً ستارگان با خط هلیم ضعیف و ستارگان با خط هلیم شدید خوانده می‌شوند، و شدت خط هلیم آنها با شدتی که برای رنگهای آنها انتظار داریم جور در نمی‌آید. ستارگان با خط هلیم ضعیف عمدتاً از نوع ستارگان نوع Bی انتهایی هستند، در حالی که ستارگان با خط هلیم شدید از ستارگان نوع Bی اولیه‌اند. ظاهراً ستارگان نوع B انتهایی عجیب به طور میانگین دارای میدانهای مغناطیسی قابل مقایسه با ستارگان Aی غیرعادی باشند (بورا<sup>۱</sup> و همکاران، ۱۹۸۳)، در حالی که برای ستارگان نوع Bی غیرعادی میدانهای مغناطیسی حتی شدیدتری به دست آمده است (نگاه کنید به بوهلندر<sup>۲</sup> و همکاران، ۱۹۸۷). هنوز نمی‌دانیم که آیا ستارگان Oی غیرعادی وجود دارند که میدانهای مغناطیسی حتی شدیدتری داشته باشند.

## ستارگان دارای طیفهای غیرعادی

### ۱.۱۵ بحث کلی

در بخشهای قبل به بحث در مورد ستارگانی پرداختیم که معمولاً ستارگان عادی در نظر گرفته می‌شوند، یعنی طیف آنها در یک طرح طبقه‌بندی دو بعدی بر حسب نوع طیفی و درخشندگی قرار می‌گیرد. البته، ستارگان با خطهای ضعیف یا ستارگان جمعیت II به این طرح برازش نمی‌یابند، اما غیرعادی بودن آنها را می‌توان با تغییر فقط یک پارامتر، یعنی نسبت فراوانی فلز به فراوانی هیدروژن، فهمید اگرچه اخیراً معلوم شده است که اوضاع همواره بدین قرار نیست. ممکن است بیش از یک پارامتر برای توصیف فراوانیهای عناصر سنگین ضروری باشد. ستارگان جمعیت II را هنوز ستارگان "عادی" در نظر می‌گیریم زیرا بر این باوریم که همه ویژگیهای نامتعارف آنها ناشی از فراوانیهای شیمیایی متفاوت است. اما، برای ستارگانی که در این فصل بررسی می‌کنیم، این موضوع صادق نیست. البته، تعداد زیادی از انواع مختلف ستارگان غیرعادی وجود دارد، اما نمی‌توانیم همه آنها را در چارچوب این بحث مقدماتی اختزینی یک ستاره‌ای بررسی کنیم. فقط به بحث در باره متداولترین نوع این ستارگان غیرعادی و آنهایی می‌پردازیم که در چارچوب شناخت ساختار و تکامل ستارگان حائز اهمیت‌اند.



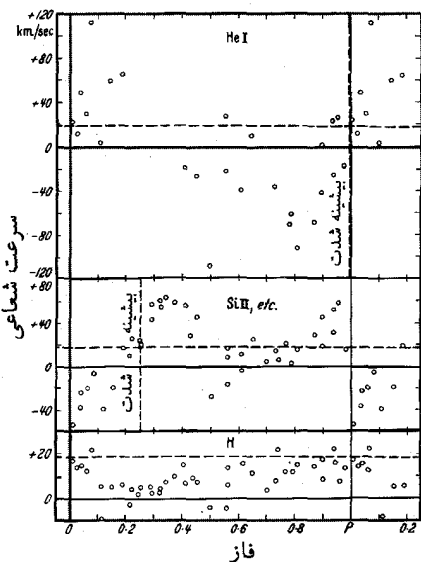
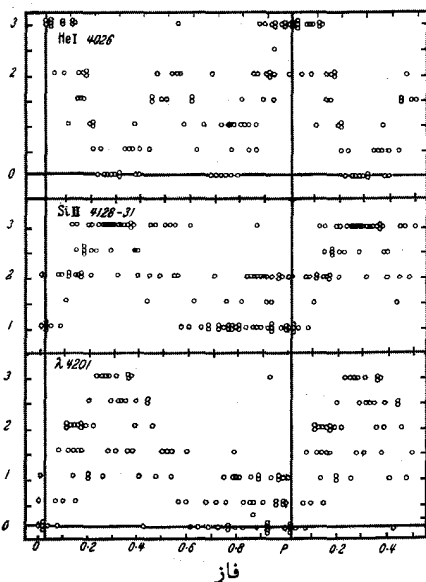
## ۲.۱۵ ستارگان غیرعادی A، یا ستارگان مغناطیسی

۱.۲.۱۵ رصد‌ها

در بخش قبل دیدیم که برخی ستارگان با میدانهای مغناطیسی قوی در میان ستارگان A ی اولیه یافت شده‌اند. این ستارگان را قبلاً به واسطه طیفهای خاص آنها ستارگان ویژه A یا ستارگان Ap می‌نامیدند. این ستارگان دارای خطهای  $Y$ ،  $Si$ ،  $Cr$ ،  $Eu$  و سایر خطهای خاکهای کمیاب‌اند که به صورت غیرعادی قوی هستند. این ویژگیها به وضوح در طیفهای با تفکیک کم که برای طبقه‌بندی به کار می‌رود قابل تشخیص است. در شکل ۱.۱۵ طیف ستارگان غیرعادی A با ستارگان عادی A مقایسه شده است. در طیفهای با تفکیک بالاتر معلوم می‌شود که خطوط همه عناصر خاکهای کمیاب قویتر از طیفهای عادی است. تحلیل طیفی، فراوانیهای را نشان می‌دهد که با ضریب تا ۱۰۰۰ برای خاکهای کمیاب افزایش یافته است. منجمان مشکل می‌توانستند باور کنند که عناصر خاکهای کمیاب بتوانند با چنین ضریبهایی در این ستارگان زیاد شوند. آنها به جستجوی کلیه توضیحاتی ممکن با در نظر گرفتن ساختارهای غیرعادی شیدسپهر پرداختند که می‌توانست این شدتهای غیرعادی خط را توجیه کند، اما هیچ توضیحی به دست نیامد.

ساختار ویژه شیدسپهر در واقع با توجه به این واقعیت مطرح شد که شدتهای خط در این طیفهای ستاره‌ای بر حسب زمان به صورت دوره‌ای تغییر می‌کرد. نمی‌توان انتظار داشت که فراوانیهای شیمیایی بر حسب زمان تغییر کند، اما اگر بخشهای مختلف سطح ستاره، شاید به علت تأثیر میدانهای مغناطیسی، ساختارهای شیدسپهری متفاوتی داشته باشند، ممکن است در زمانهای مختلف قسمتهای متفاوتی از سطح ستاره را ببینیم. این موضوع می‌تواند ترکیبهای شیمیایی مختلف قسمتهای متفاوت ستاره را توجیه کند، و البته تغییرات مشابهی را در طیف ستاره انتظار داریم. دوره تغییرات شدت خط باید همان دوره دوران باشد. فقط این مشکل وجود داشت که بعضی ستارگان دوره‌های مختلفی را برای خطوط متفاوت از خود نشان می‌دادند. بعضی از ستارگان دوره‌هایی داشتند که با ضریب دوکوتاهتر بود. شکل ۲.۱۵ تغییرات شدت خطهای ستاره غیرعادی A ی ۵۶ حمل<sup>۱</sup> را نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که دوره تغییرات شدت خط برای خطوط هلیوم نصف دوره مربوط به خطوط  $Si$  و  $Fe$  است. در سالهای ۱۹۵۰، که بابکوک شروع به اندازه‌گیری میدانهای ستاره‌ای کرد، دریافت که همه ستارگان A با میدانهای مغناطیسی ستارگان A ی غیرعادی هستند، و تمام ستارگان Ap که  $v_r \sin i$  برای آنها به اندازه کافی کوچک و در نتیجه خطوط آنها برای اینکه اثر زیمان قابل اندازه‌گیری شود باریک بود، دارای میدانهای مغناطیسی قوی هستند. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که تمام ستارگان Ap دارای



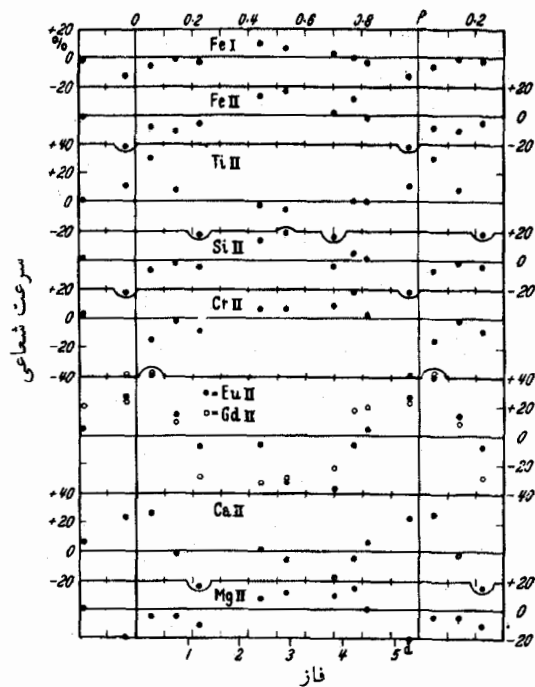
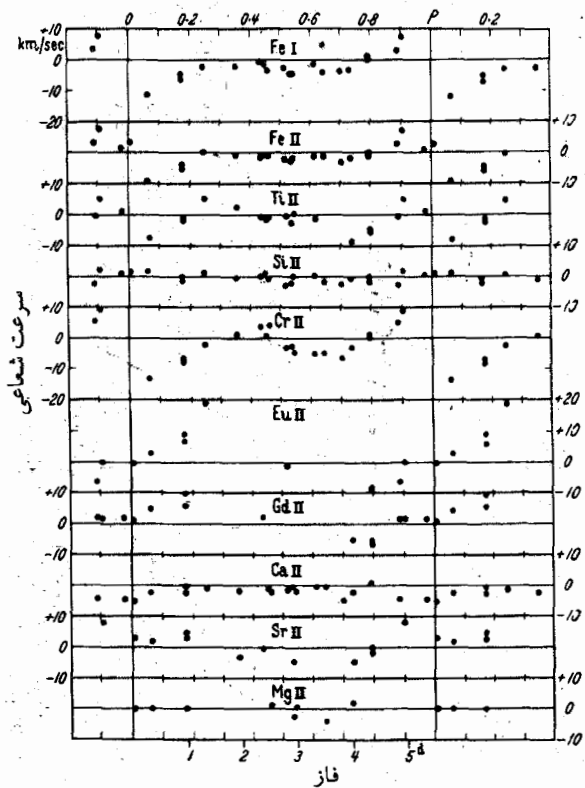


شکل ۲.۱۵ برای ستاره غیرعادی A ۵۶ حَتَل شدتهای خطوط مختلف بر حسب فاز نشان داده شده است. برای بعضی خطوط، مانند هلیوم، دوره نصف خطهای دیگر است.

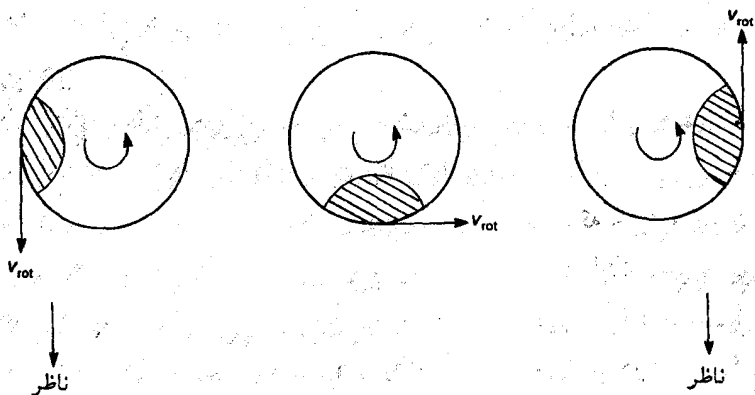
میدانهای مغناطیسی قوی هستند. همان طور که قبلاً گفتیم، میدان مغناطیسی بسیاری از این ستارگان به طور دوره‌ای تغییر می‌کند و معلوم شده است که دوره‌های آنها با دوره‌های طیف‌نمایی سازگاری دارد، یعنی دوره تغییرات شدت خط طولانیتر است. سرعتهای شعاعی که برای خطوط مختلف طیفهای ستاره‌ای اندازه گرفته شده است نیز به صورت دوره‌ای تغییر می‌کند، اما خطوط مختلف دارای تغییرات متفاوت هستند. در فازهای افزایش شدت خط، سرعت شعاعی عموماً منفی است، که نشان می‌دهد ماده به طرف ما حرکت می‌کند. برای کاهش شدت خط، ماده معمولاً از ما دور می‌شود. در شکل ۳.۱۵ تغییرات شدتهای خط مشاهده شده، سرعتهای شعاعی، و میدانهای مغناطیسی را برای ستاره  $\alpha^2 CVn$  در ارتباطهای فاز صحیح نشان داده‌ایم. شدتهای خط و سرعتهای شعاعی مشاهده شده تقریباً همان چیزی است که برای چرخنده مایل انتظار داریم (نگاه کنید به بخش بعد) یعنی خطوط مربوط به عناصر مختلف در بخشهای مختلف ستاره دارای شدتهای متفاوت هستند.

### ۲.۲.۱۵ فرضیه چرخنده مایل

اگر فرض کنیم که برخی خطوط در یک بخش از سطح ستاره‌ای قوی باشند، سرعت دورانی



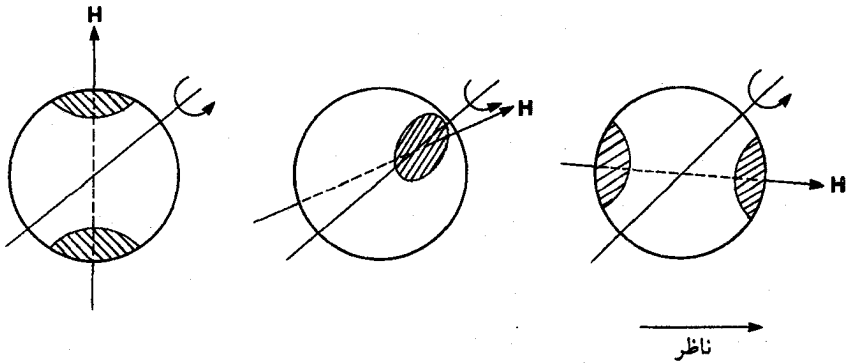
شکل ۳.۱۵ برای ستاره غیرعادی  $\alpha^2 CVn$  شدتهای خط، سرعتهای زاویه‌ای، و میدانهای مغناطیسی بر حسب فاز نشان داده شده است. اگر شدت یک خط معین افزایش یابد، سرعت شعاعی آن منفی است، برای کاهش شدت خط، سرعت شعاعی مثبت است.



شکل ۴.۱۵ اگر دوران نقطه‌ای را که در آن خط دارای شدت بسیار زیاد است به نیم‌کره مرئی بیاورد، هنگامی که شدت خطوط زیادند، سرعت زاویه‌ای آن خط به طرف ما، یعنی منفی است. اگر نقطه در جناح مخالف ناپدید و خط ضعیف‌تر شود، سرعت زاویه‌ای در جهت دور از ما، یعنی مثبت است.

آن نقطه، وقتی دوران آن را در جناح ستاره‌ای به نیم‌کره مرئی می‌آورد، باید به طرف ما باشد (شکل ۴.۱۵). وقتی نقطه در جناح مخالف ناپدید می‌شود، سرعت دورانی از ما دور می‌شود، یعنی مثبت است. با این فرضیه چرخنده مایل، می‌توان فهمید که چرا دوره بعضی از شدتهای خط برابر نصف خطوط دیگر است. این خطوط از دو نقطه بر روی ستاره سرچشمه می‌گیرند، و در نتیجه دو بیشینه دارند. این مدل را مدل چرخنده مایل می‌نامیم زیرا چرخش فقط در صورتی باعث تغییر شدت میدان مغناطیسی می‌شود که محور مغناطیسی نسبت به محور دوران مایل باشد (نگاه کنید به شکل ۵.۱۵). اگر فرض کنیم که میدان مغناطیسی ستاره مانند میدان یک دوقطبی است، می‌توانیم معکوس شدن قطبیت میدان مغناطیسی را که برای چند ستاره AP اندازه‌گیری شده است به دست آوریم: یعنی گاهی به یک قطب نگاه می‌کنیم و گاهی به قطب دیگر. اگر محور مغناطیسی و محور دوران موازی باشند، لااقل تا هنگامی که میدان مغناطیسی حول محور مغناطیسی متقارن باشد، همواره یک نمود از میدان مغناطیسی را خواهیم داشت.

پرسش دیگری که مطرح می‌شود آن است که آیا میدان مغناطیسی واقعاً مانند میدان یک دوقطبی است. استییزا محاسبه کرد که برای یک میدان دوقطبی و مدل چرخنده مایل، باید همواره تغییرات سینوسی میدان مغناطیسی را مشاهده کنیم. اندازه‌گیرهای بابکوک تغییرات میدان سینوسی

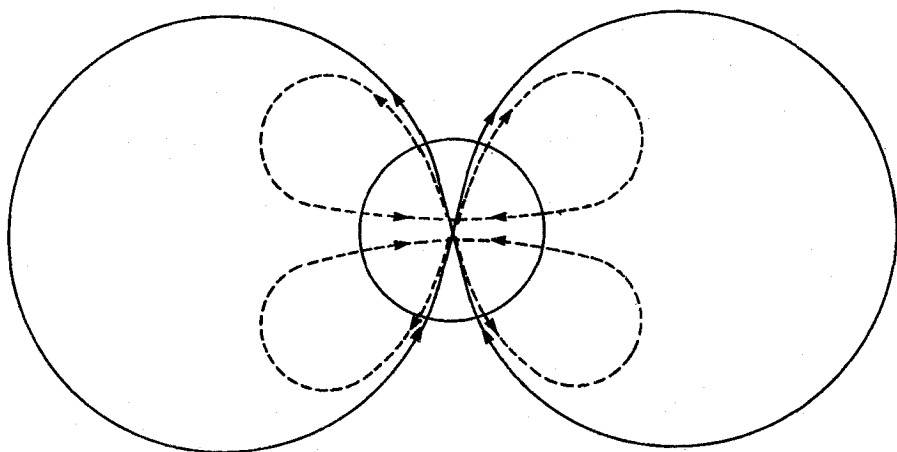


شکل ۵.۱۵ فقط اگر محور دوران و محور مغناطیسی نسبت به هم تمایل داشته باشند، دوران به تغییر نواحی میدان مغناطیسی می‌انجامد و در نتیجه مقادیر اندازه‌گیری شده شدت میدان را تغییر می‌دهد.

را نشان نمی‌دهد. اندازه‌گیریهای جدیدی که با روش قطبش خط هیدروژن انجام شده است نشان می‌دهند که تغییرات می‌توانند در واقع سینوسی باشند، اما اندازه‌گیریهای شکافتگی زیمان خطوط فلزی، به علت تغییر شدت خط در بخشهای مختلف سطح ستاره‌ای که دارای شدتهای میدان مغناطیسی متفاوت‌اند، به تغییرات میدان تا اندازه‌ای نادرست می‌انجامد.

در حال حاضر، شکل میدان مغناطیسی را به درستی نمی‌دانیم. اما، این واقعیت کاملاً به اثبات رسیده است که شدتهای قطبی میدان در دو قطب بسیاری از ستارگان برابر نیست. به نظر می‌رسد که میدان مطابق شکل ۶.۱۵ حداقل از دو بخش یعنی: یک میدان تقریباً دوقطبی و یک میدان تقریباً چارقطبی تشکیل شده باشد. مجموع این دو در دو قطب متفاوت است، زیرا در یک قطب میدانهای دوقطبی و چارقطبی با هم جمع می‌شوند، اما در قطب دیگر آنها دارای علامت مخالف‌اند و تفاضل دو شدت میدان مشاهده می‌شود. با چنین میدانی که دور محور مغناطیسی متقارن و دارای محور دوران مایل است، تمام تغییرات مشاهده‌شده را می‌توان به خوبی فهمید. بنابراین، نتیجه می‌گیریم خطوطی که دارای دوره‌ای برابر نصف خطوط دیگر هستند از هر دو ناحیه قطبی سرچشمه می‌گیرند، در حالی که سایر خطوط باید در قطبها دارای شدت کمتر و در کمربند استوایی دارای شدت بیشتر باشند که مقصود "استوایی" نسبت به محور مغناطیسی است.

فرضیه چرخنده مایل را به طریق دیگر نیز می‌توان آزمود. ستارگان با دوره‌های چرخش کوتاه باید معمولاً خطوط پهنی داشته باشند، مگر اینکه آنها را تقریباً از قطب مشاهده کنیم (در اینجا منظور قطبهای دورانی است). آنهایی که دارای دوره‌های دوران طولانی هستند باید خطوط باریک داشته باشند. اگر، در واقع، دوره‌های تغییر شدت خط با دوره‌های دوران برابر باشد، ستارگان با تغییرات



شکل ۶.۱۵ شدتهای میدان مغناطیسی که بابکوک برای دو قطب یک ستاره مغناطیسی اندازه گرفت برابر نیستند. پس باید فرض کنیم که میدان واقعی مجموع یک دوقطبی و یک چارقطبی ضعیفتر است که محور آن با محور دوقطبی هم خط نیست. در یک قطب شدتهای میدان با هم جمع می‌شوند، در حالی که در قطب دیگر دارای قطبیت مخالف هستند، و در نتیجه، فقط تفاضل شدتهای میدان مشاهده می‌شود. بنابراین مشاهده می‌کنیم که دو قطب دارای شدت مختلف‌اند.

دوره کوتاه باید عموماً دارای خطوط پهن باشند، در حالی که ستارگان با تغییرات دوره طولانیتر باید خطوط باریک داشته باشند. این آزمون را نخستین بار دوتش<sup>۱</sup> در مونت ویلسون انجام داد، و رابطه درست را به دست آورد. در حالی که این موضوع الزاماً ثابت نمی‌کند که این فرضیه درست است، اما نشان می‌دهد که این فرضیه یک امکان عملی برای توجیه همه تغییرات مشاهده شده است. دیگر چگونه می‌توانیم تغییرات دوره‌ای میدان مغناطیسی با دوره‌های حدود چند روز تا چند هفته را بفهمیم. زمین‌شناسان در باره معکوس شدن میدان مغناطیسی زمین صحبت می‌کنند. این کارگرچه در مدت چند هفته صورت نمی‌گیرد، اما در بازه‌های زمانی بسیار طولانی قطبها وارون می‌شوند. همین‌طور خبر از وارون شدن قطبهای مغناطیسی خورشید داریم که هر ۱۱ سال یک‌بار رخ می‌دهد، که البته در طول یک هفته نیست بلکه به طور نامنظم و در طی چند سال صورت می‌گیرد. آیا این واقعه برای ستارگان مغناطیسی هم رخ می‌دهد؟

برای پاسخ به این پرسش، باید به خاطر داشته باشیم که میدان مغناطیسی کلی زمین، و نیز خورشید، از مرتبه یک گاوس است. همین‌طور می‌دانیم که ماده و میدانهای مغناطیسی فقط

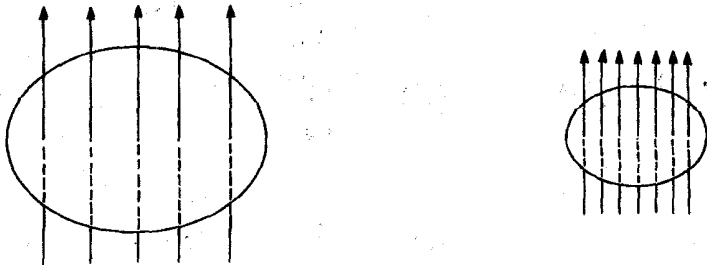
می‌توانند همراه هم حرکت کنند، اما کدامیک از این دو حرکت را کنترل می‌کند؟ با مقایسه انرژی میدان مغناطیسی، که معیاری از مقاومت میدان در برابر تغییر است، با انرژی جنبشی گاز می‌توانیم در این مورد قضاوت کنیم. راحت‌ترین کار مقایسه فشار مغناطیسی  $P_M$  با فشار گاز  $P_g$  است. در یک میدان مغناطیسی همگن، فشار مغناطیسی برابر است با

$$P_M = \frac{H^2}{8\pi} \quad (1.15)$$

که  $H$  شدت میدان مغناطیسی است.

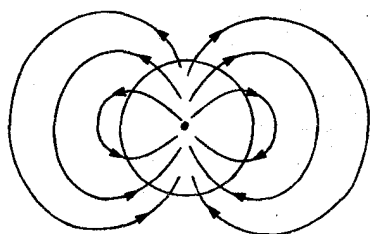
برای میدان  $H$  یک گاوس، فشار مغناطیسی، و در نتیجه نیروهای مغناطیسی بسیار کوچک‌اند. در جو خورشید، فشار گاز  $P_g$  از مرتبه  $10^5 \text{ dyn cm}^{-2}$  است. انرژی جنبشی ماده خیلی بزرگتر از انرژی مغناطیسی است. ماده حرکت و تغییرات میدان مغناطیسی را، حداقل در سطح، کنترل می‌کند. برای میدان  $10^6$  گاوس، وضعیت تغییر می‌کند. اکنون مقدار  $10^5 \sim 10^6 / 8\pi \sim 10^5$  را به دست می‌آوریم. حال، انرژی مغناطیسی و انرژی جنبشی قابل مقایسه‌اند. در لکه‌های خورشیدی، میدان مغناطیسی ساختار را مشخص می‌کند. در ستارگان A، فشار گاز در جو فقط  $10^3 - 10^4 \text{ dyn cm}^{-2}$  است (ضریب جذب به اندازه‌ای بزرگ است که فقط لایه‌های بالایی را که در آن فشار گاز کم است می‌بینیم). برای میدان حدود  $10^6$  گاوس، انرژی مغناطیسی بسیار بزرگتر از انرژی جنبشی است. حرکت ماده نمی‌تواند ساختار میدان مغناطیسی را، لااقل در سطح ستاره، کنترل کند.

با وجود این، بگذارید امکان تغییر شدت میدان مغناطیسی را که در نوشته‌ها بررسی می‌شود در نظر بگیریم. برای افزایش شدت میدان مغناطیسی، ماده باید خطوط میدان مغناطیسی را به هم نزدیک کند (شکل ۷.۱۵). روی یک ستاره مغناطیسی، می‌توان فرض کرد که شدت میدان مغناطیسی با حرکت ماده استوایی به طرف قطبها افزایش می‌یابد. این کار باعث افزایش شدت

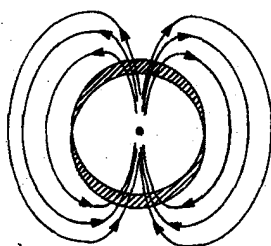


شکل ۷.۱۵ شدتهای میدان مغناطیسی در ماده ستاره‌ای را می‌توان با انقباض ماده افزایش داد.





(الف)

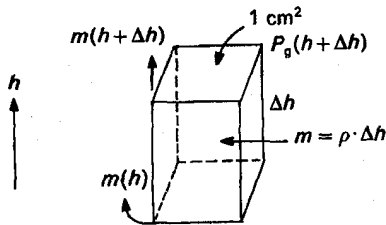


(ب)

شکل ۸.۱۵ اگر ماده استوایی ستاره به طرف قطبها حرکت می‌کند، شدت میدان مغناطیسی در قطبها افزایش می‌یافت. این شدت در استوا کم می‌شود. شکل (الف) ستاره اولیه و میدان آن را نشان می‌دهد و (ب) شکل و میدان ستاره پس از حرکت ماده از استوا به قطبهاست.

میدان در حوالی قطبها و کاهش آن در نزدیکی استوا می‌شود (نگاه کنید به شکل ۸.۱۵). اما، از شکل ۸.۱۵ می‌بینیم که اگرچه بدین ترتیب میدان مغناطیسی تغییر می‌کند، اما هرگز نمی‌توانیم آن‌طور که مشاهده می‌شود قطبها را عوض کنیم. در حالی که این مورد به عنوان یکی از امکانات توجیه تغییرات میدان مغناطیسی بررسی می‌شود، اغلب منجمان متقاعد شده بودند که این سازوکار موفق نیست.

پس، امکان دیگری چرخنده مایل (نگاه کنید به شکل ۵.۱۵) بود. اگر محور دوران به اندازه  $90^\circ$  تمایل داشته باشد و ستاره دارای میدان دوقطبی باشد، ناظر با تغییر قطبیت، تغییرات سینوسی میدان مغناطیسی را مشاهده خواهد کرد. دوره تغییرات برابر با دوره دوران است. اگر برخی خطوط طیفی در قطبهای مغناطیسی قویتر باشند، انتظار دو بیشینه شدت خط را در یک دوره مغناطیسی داریم. اما چرا بعضی از خطها در قطب قویترند و بعضی در استوا؟ در ابتدا، گفته می‌شد که شاید واکنشهای هسته‌ای در قطبها رخ می‌دهند، اما نسبت فراوانیهای مشاهده شده با آنچه برای واکنشهای هسته‌ای انتظار داریم سازگار نیست. همین‌طور برای شتاب دادن ذرات تا انرژیهای کافی برای انجام واکنشهای هسته‌ای مشکل داریم: برای به دست آوردن سرعتهای زیاد، چگالیها باید به اندازه کافی کم باشند تا برخوردی صورت نگیرد، اما در این چگالیهای کم، واکنشهای هسته‌ای رخ نمی‌دهند. همین‌طور این وضعیت غیرعادی وجود دارد که شدت خط، تابع دمای مؤثر ستارگان است. برای ستارگان داغتر، خطهای Si با شدت زیاد را می‌بینیم؛ ستارگان خنکتر دارای خطهای قوی Eu، Sr، و Cr هستند. اینکه واکنشهای هسته‌ای به جای شدت میدان مغناطیسی ستاره تابع دمای مؤثر آن باشند غیرعادی است. پخش تنها توجیه ممکن برای فراوانیهای غیرعادی در شیدسپهرهای ستارگان A غیرعادی است، اگرچه در توجیه معضل فراوانیها هنوز مسائلی وجود دارند.



شکل ۹.۱۵ فشار در ارتفاع  $h$  باید با وزن ماده بالای آن متوازن شود، که به معنی متوازن شدن وزن ستونی از ماده با سطح مقطع  $1 \text{ cm}^2$  در بالای ارتفاع  $h$ ، یعنی  $m(h)$  است. فشار در ارتفاع  $h + \Delta h$  باید با وزن ستون ماده بالای  $h + \Delta h$  متوازن شود که  $m(h + \Delta h)$  است. اختلاف وزن دو ستون جرم برابر است با وزن جزء حجم به سطح مقطع  $1 \text{ cm}^2$  و ارتفاع  $\Delta h$ . این جرم برابر است با  $\rho \cdot \Delta h$ .

### ۳.۱۵ پخش در ستارگان

معمولاً، پخش را فرایند کند حرکت ماده از یک محل به محل دیگر بر اثر حرکت مولکولی در نظر می‌گیریم. ذرات سبک می‌توانند از یک غشا به مخلوط ذرات سنگینتر پخش شوند، یا نوعی گاز می‌تواند به واسطه پخش، که در واقع به معنی حرکت گرمایی است، با حجم بزرگی از گاز دیگر مخلوط شود. وقتی در باره یک ستاره می‌اندیشیم، معمولاً گلوله‌ای از یک گاز خوب مخلوط شده را در نظر می‌گیریم. در مورد ستارگان  $\Delta p$  معمولاً به اختلاط نمی‌اندیشیم، بلکه بیشتر جدا شدن و ته‌نشین شدن مورد نظر است. در طبیعت، این کار هرگز بدون نیروی خارجی صورت نمی‌گیرد. در ستارگان، به نظر می‌رسد که تنها نیروهای ممکن فشار گاز و گرانش باشند. تحت تأثیر گرانش، به یک لایه بندی فشار گاز دست می‌یابیم. در بالای یک کوه بلند، فشار گاز بسیار کمتر از سطح دریاست. می‌توانیم تغییرات فشار گاز با ارتفاع جو را با فرض تعادل میان فشار و گرانش محاسبه کنیم. در هر سطح وزن ماده بالای آن باید با فشار  $P_g$  متوازن شود (شکل ۹.۱۵). در ارتفاع  $h$  داریم

$$P_g(h) = \text{جرم}(h) \cdot g \quad (۲.۱۵)$$

که  $(h)$  جرم به معنی جرم ماده بالاتر از ارتفاع  $h$ ، و  $g$  شتاب گرانشی است. بنابراین، در ارتفاع  $h + \Delta h$  داریم

$$P_g(h + \Delta h) = \text{جرم}(h + \Delta h) \cdot g \quad (۳.۱۵)$$

که  $\Delta h$  ارتفاع جزء حجم مورد نظر است.  $(h)$  جرم به اندازه جرمی که در جزء حجم وجود دارد بزرگتر از  $(h + \Delta h)$  جرم است. اگر سطح مقطع جزء حجم  $1 \text{ cm}^2$  و چگالی ماده  $\rho$  باشد، جرم

این جزء حجم برابر است با

$$\text{جرم}(h) - \text{جرم}(h + \Delta h) = \rho \cdot \Delta h \quad (۴.۱۵)$$

می‌توانیم فشار گاز در ارتفاع  $h + \Delta h$  را به کمک اولین جمله بسط تیلور حول ارتفاع  $h$  بیان کنیم و به دست آوریم

$$P_g(h + \Delta h) = P_g(h) + \frac{dP_g}{dh} \Delta h = \text{جرم}(h + \Delta h) \cdot g \quad (۵.۱۵)$$

و به همین ترتیب به دست می‌آوریم

$$\text{جرم}(h + \Delta h) = \text{جرم}(h) + \frac{d\text{جرم}}{dh} \Delta h = \text{جرم}(h) + \rho \Delta h \quad (۴.۱۵ \text{ الف})$$

با کم کردن (۲.۱۵) از (۵.۱۵)، و بهره‌گیری از (۴.۱۵ الف) به دست می‌آوریم

$$\frac{dP_g}{dh} \Delta h = -\rho \cdot g \Delta h \quad \text{یا} \quad \frac{dP_g}{dh} = -\rho \cdot g = -\frac{P_g \mu}{R_g T} g \quad (۶.۱۵)$$

که در آن  $\rho = (P_g \cdot \mu / R_g T)$ ،  $\mu$  وزن مولکولی گاز، و  $\rho = ۸,۳۱۵ \times ۱۰^۷$  [cgs] ثابت گازها  $R_g$  است.

معادله (۶.۱۵) نشان می‌دهد که  $P_g$  با افزایش ارتفاع کم می‌شود، هرچه  $\mu$  بزرگتر باشد این کاهش بزرگتر است. این موضوع را با انتگرال‌گیری از (۶.۱۵) بهتر می‌توان دید. با تقسیم دو طرف رابطه بر  $P_g$  خواهیم داشت

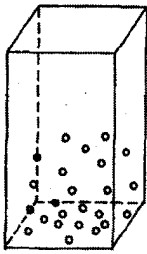
$$\frac{1}{P_g} \frac{dP_g}{dh} = \frac{d \ln P_g}{dh} = -\frac{\mu g}{R_g T} \quad (۷.۱۵)$$

اگر طرف راست ثابت باشد، که به معنی جو تک‌دماست، می‌توانیم به راحتی از دو طرف این معادله روی  $dh$  بین حدود  $h = h_0$  تا  $h = h$  انتگرال بگیریم و به دست می‌آوریم

$$\ln P_g \Big|_{h_0}^h = -\frac{\mu g}{R_g T} \cdot h \Big|_{h_0}^h, \quad \text{چون} \quad \int_{h_0}^h \frac{d \ln P_g}{dh} dh = \ln P_g \Big|_{h_0}^h \quad (۸.۱۵)$$

و

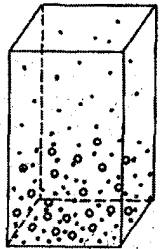
$$\int_{h_0}^h dh = h - h_0$$



(الف)



(ب)



شکل ۱۰.۱۵ در جو متشکل از ذرات سنگین (الف) کاهش فشار بر حسب ارتفاع سریعتر از جو دارای ذرات سبک است. در جو متشکل از ذرات سبک و سنگین (ب)، ذرات سنگین در حوالی پایین جو متمرکز می‌شوند، و ذرات سبک به ارتفاعهای بالاتر می‌روند.

اگر این مقادیر حدی را وارد کنیم، به دست می‌آوریم

$$\ln P_g(h) - \ln P_g(h_0) = -\frac{\mu g}{R_g T}(h - h_0) = \ln \frac{P_g(h)}{P_g(h_0)} \quad (9.15)$$

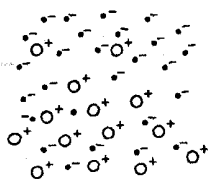
که نتیجه می‌دهد

$$\frac{P_g(h)}{P_g(h_0)} = e^{-(\mu g/R_g T)(h-h_0)} \quad \text{یا} \quad P_g(h) = P_g(h_0) \cdot e^{-(h-h_0)/H} \quad (10.15)$$

که  $R_g T/\mu g$  را با  $H$  نشان داده‌ایم و ارتفاع مقیاس نامیده می‌شود. اگر  $h - h_0 = H$  باشد، نما برابر ۱- می‌شود. در این صورت فشار در یک ارتفاع مقیاس با ضریب  $e$  کاهش می‌یابد. هرچه  $\mu$  بزرگتر باشد ارتفاع مقیاس  $H$  کوچکتر می‌شود. ذرات سنگین، جوی با ارتفاع کمتر از ذرات سبک را تشکیل می‌دهند (نگاه کنید به شکل ۱۰.۱۵).

معلوم شده است که در یک مخلوط، هر گروه از ذرات می‌کوشند تا ترازمندی خود را تشکیل دهند. اگر امولسیون از ذرات سنگینتر در آب تشکیل دهید، ذرات سنگین فرو می‌روند. اگر مخلوطی از هوا با  $N_2$  ( $\mu = 28$ )،  $CO_2$  ( $\mu = 44$ )،  $H_2O$  ( $\mu = 18$ ) داشته باشیم، در لایه‌های بالاتر جو فراوانی  $H_2O$  بیشتر خواهد بود، البته در صورتی که جریانهای جوی و بادهای مانع از مخلوط شدن اجزای جو شوند.

مواد ستاره‌ای، متشکل از  $He$ ،  $H$  و ذرات سنگینتر، و الکترونها بسیار سبک هستند. اگر اختلاطی صورت نگیرد، الکترونها می‌خواهند که در بالای این مخلوط شناور شوند. اما، این موضوع



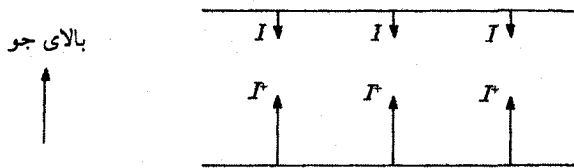
شکل ۱۱.۱۵ در جوی متشکل از الکترونهاى آزاد و پروتونها، الکترونها مى‌خواهند به طرف بالا پخش شوند. این عمل باعث جداسازى بار مى‌شود، و یک میدان الکتريکى به وجود مى‌آورد، که مانع از جداسدن بیشتر مى‌شود.

باعث جداسدن بار مى‌شود، و یک میدان الکتريکى به وجود مى‌آورد که مانع از جداسدن بیشتر بار مى‌شود (نگاه کنید به شکل ۱۱.۱۵). الکترونها و یونها را نیروی الکتريکى به هم پیوند مى‌دهد. اما نیروی وجود ندارد که مانع از ریزش یونهاى سنگین نسبت به پروتونها شود. اتمها و یونهاى هلیوم نسبت به اتمها و یونهاى هیدروژن فرو مى‌ریزند، اما چگالی ستارگان در زیر سطح آنها به اندازه‌ای زیاد است که برخوردهای زیادى صورت مى‌گیرد و مانع از سقوط یا فروریزش سریع آنها مى‌شود. برای جدایی قابل اندازه‌گیری حتى یونهاى سنگین در گستره شعاع ستاره، زمانى بیش از طول عمر آن لازم است. ادینگتون قبلاً در این مورد بحث کرده است (۱۹۲۶).

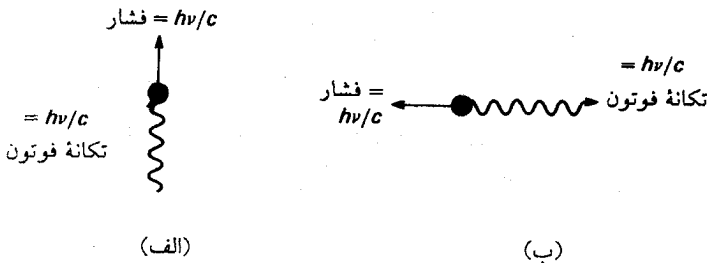
اما، مشاهده کاستیها در سطح به اندازه پخش در مرکز زمان لازم ندارد. ضخامت لایه‌هایی که ما مى‌بینیم فقط در حدود چند کیلومتر است. پخش در این لایه‌ها، اگر اختلاطى صورت نگیرد، نسبتاً سریع انجام مى‌شود، که البته منظور از سریع ۱۰<sup>۵</sup> سال است. اگر عرضهای خط اندازه‌گیری شده نشانگر حرکتهای متلاطم باشد، در این صورت پخش کارى صورت نمى‌دهد.

همین‌طور، در باره ستارگان Ap صحبت مى‌کنیم، که در آنها به جای تهی‌شدن، غنای خاکهای کیمیا و Cr، Si، و Eu در سطح مشاهده مى‌شود. چرا این عناصر غنی شده‌اند؟ فرایند پخش دیگری وجود دارد که با استقرار گرانوشی مخالفت مى‌کند. این فرایند را پخش تابشى مى‌نامند، و نیروی که باعث این پخش مى‌شود فشار تابش است.

در یک ستاره، انرژی به کمک تابش از درون به بیرون منتقل مى‌شود. یعنی تابشى که از قسمت زیرین مى‌آید بیش از قسمت بالاست (شکل ۱۲.۱۵)، زیرا در غیر این صورت شار خالص انرژی به سطح و خارج وجود نمى‌داشت (نگاه کنید به شکل ۱۳.۱۵ الف)). اتمهای جو فوتونها را جذب و بازگسیل مى‌کنند. در هر فرایند جذب، فوتون بخشی از تکانه خود را به اتم یا یون جذب‌کننده منتقل مى‌کند. این فوتون معمولاً در جهت دیگری بازگسیل مى‌شود (نگاه کنید به شکل ۱۳.۱۵ ب)). در واقع، هیچ جهت برتری برای بازگسیل وجود ندارد. بنابراین، در بازگسیل برابند همه فشارها صفر



شکل ۱۲.۱۵ برای انتقال انرژی تابشی از داخل ستاره به سطح آن، تابشی که به خارج جریان می‌یابد باید بیشتر از تابش به داخل باشد.  $I^-$  شدت به طرف داخل، و  $I^+$  شدت به طرف خارج است.



شکل ۱۳.۱۵ (الف) وقتی اتم یا یون از زیر فوتونی را جذب کند، به طرف سطح هل داده می‌شود. (ب) وقتی فوتون در جهت دیگری بازگسیل شود، اتم یا یون در جهتی غیر از آنکه در طول جذب داشته رانده می‌شود.

می‌شود. اما برای جذب چنین نیست زیرا تابشی که از قسمت زیرین می‌آید بیشتر از قسمت بالاست. بنابراین فشار خالصی به طرف وجود دارد. اتمها و یونهایی که بیشتر جذب و بازگسیل می‌کنند، بیشترین فشار را دریافت می‌دارند. عناصر خاکهای کمیاب نمودارهای تراز انرژی بسیار پیچیده‌ای دارند: بنابراین، هنگامی که شار خروجی بزرگی وجود دارد خطوط بسیاری در منطقه طیفی آنها مشاهده می‌شود.  $Ca^+$  خطوط اندکی دارد، زیرا فقط یک الکترون در پوسته خارجی آن وجود دارد. خطهای آن در فرابنفش دور بیشتر است، اما در این منطقه فوتونی برای جذب وجود ندارد. بنابراین،  $Ca^+$  می‌توان فرو برود، در حالی که خاکهای نادر چنین نیستند.

همین طور،  $He$  و  $He^+$  خطوط اندکی دارند زیرا با داشتن فقط یک تا دو الکترون تمایل به فرورفتن دارند. به نظر می‌رسد که ستارگان غیرعادی A از هلیوم تهی شده‌اند. در واقع، پخش تابشی می‌تواند در ستارگان با دماهای مؤثر مختلف متفاوت باشد، زیرا درجه یونش و میدانهای تابشی با  $T_{eff}$  تغییر می‌کنند.

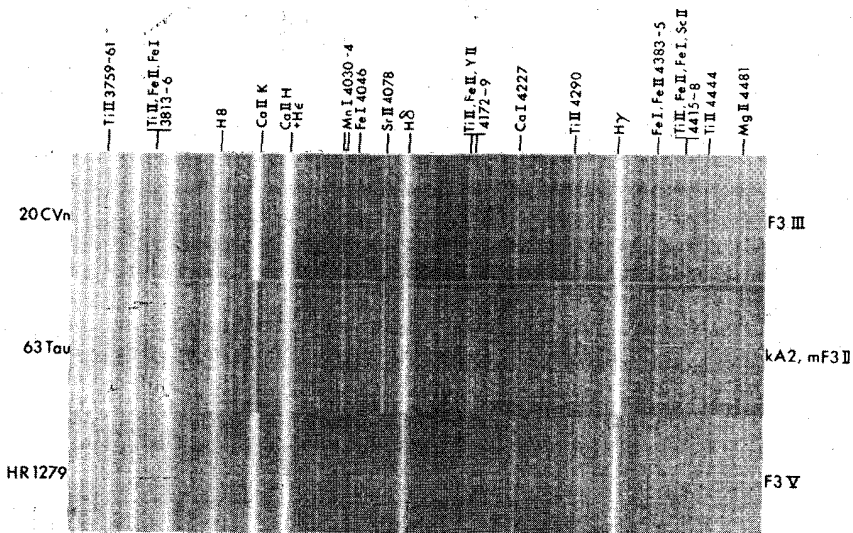
مسئله‌ای که باقی می‌ماند ناحیه همرفتی زیر سطح ستارگان Ap است که بجز اینکه باعث

اختلاط خوب لایه‌های بالایی می‌شوند نقش دیگری ندارد. احتمالاً میدان مغناطیسی به اندازه کافی قوی است که مانع از این حرکتها شود. در واقع، به نظر می‌رسد که این دلیل مؤثر بودن پخش در ستارگان مغناطیسی و مؤثر نبودن آن در ستارگان نامغناطیسی است.

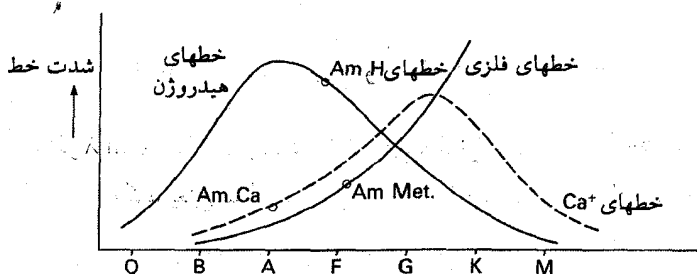
پخش ذرات باردار در جهت عمود بر خطوط میدان مغناطیسی مشکل و در جهت خطوط میدان آسان است. بنابراین، ممکن است انتظار داشته باشیم که فراوانی عناصری که به طرف بالا پخش می‌شوند در نواحی هر دو قطب بیشتر باشد. این موضوع فراوانی عناصر مختلف در قسمتهای مختلف ستارگان مغناطیسی را توجیه می‌کند.

## ۴.۱۵ ستارگان با خطوط فلزی، یا ستارگان Am

فراوانترین ستارگان غیرعادی، ستارگان با خطوط فلزی نامیده می‌شوند. در حدود یک سوم ستارگان A<sub>I</sub> انتهایی یا F اولیه متعلق به این گروه هستند. همان‌طور که از نام آنها برمی‌آید، خطوط اغلب عناصر سنگین در مقایسه با شدت خطوط هیدروژن آنها زیاد است. از طرف دیگر، خطوط معمولاً قوی یون Ca<sup>+</sup>، خطوط ۳۹۳۳ و ۳۹۶۸Å و خطوط H و K، در این ستارگان بیش از اندازه ضعیف‌اند (نگاه کنید به شکل ۱۴.۱۵ که در آن طیف یک ستاره Am را با ستارگان عادی A و F مقایسه کرده‌ایم). در شکل ۱۵.۱۵ وابستگی شدت خطوط هیدروژن به نوع طیفی، بستگی کلی شدت خطوط فلزی به نوع طیفی، و نیز بستگی شدت خطوط H و K به نوع طیفی را به صورت طرح‌وار برای ستارگان "عادی" نشان داده‌ایم. در حالی که شدت خطوط فلزی به طور کلی برای ستارگان خنکتر افزایش می‌یابد، شدت خطوط H و K برای دماهای کمتر به واسطه کاهش شدت یونش کم می‌شود. در ستارگان خنکتر، خطوط Ca خنثی قویتر می‌شوند. اگر ستارگان با خط فلزی، خطوط Ca<sup>+</sup>، که خطوط Ca II نیز خوانده می‌شوند، بسیار ضعیف باشند، نوع طیفی که از شدت این خطوط به دست می‌آید بسیار ابتدایی خواهد بود، و ما تصور خواهیم کرد که این ستارگان نسبتاً داغ‌اند. از طرف دیگر، اگر به خطهای Fe بنگریم، که ظاهراً بسیار قوی به نظر می‌رسند، فکر می‌کنیم که ستارگان از آنچه خطوط هیدروژن آنها نشان می‌دهد خنکترند. اگر نوع طیفی آنها را با توجه به شدت خطوط فلزی تعیین کنیم، آنها ستارگان A<sub>I</sub> یا پسین یا ستارگان F اولیه می‌نامند. اما، اگر آنها را بر حسب خطوط Ca II، H و خطوط K در ۳۹۳۳ و ۳۹۶۸Å طبقه‌بندی کنیم، به عنوان ستارگان A<sub>I</sub> اولیه، یعنی A<sup>۰</sup> تا A<sup>۳</sup> طبقه‌بندی می‌شوند. شدت خطوط هیدروژن، نوع طیفی را نشان می‌دهد که مثلاً در حدود A<sub>۵</sub> یعنی حد فاصل میان انواع طیفی خط فلزی و خط Ca II است.



شکل ۱۴.۱۵ طیف ستاره Am، ۶۳ ثور، با طیفهای ستارگان عادی A و F مقایسه شده است. در ستاره با خط فلزی، خطوط فلزی مانند ستارگان F، اما خطوط هیدروژن و کلسیم مانند ستارگان A است.



شکل ۱۵.۱۵ وابستگی شدت خطوط هیدروژن، کلسیم و دیگر خطهای "فلزی" به نوع طیفی برای ستارگان "عادی" نشان داده شده است. برای نوع طیفی که با خطوط H ستارگان Am مشخص می‌شود، شدت خطوط فلزی بسیار زیاد است، یا برای نوع طیفی که با خطوط فلزی مشخص می‌شود، شدت خطوط هیدروژن بسیار زیاد است. خطوط K برای  $Ca^+$  برای هر نوع طیفی بیش از اندازه ضعیف‌اند.



چه نوع طیفی دمای صحیح را به دست می‌دهد؟

قبلاً گفتیم که شدت خط را نسبت  $\kappa$  (خط) به  $\kappa$  (پیوستار) تعیین می‌کند. برای ستارگان A، جذب پیوستار به علت هیدروژن است؛ جذب خط هیدروژن نیز به واسطه هیدروژن است. تجسم سازوکاری که بتواند شدت خطوط هیدروژن را بجز در چگالیهای کم کاهش دهد، که مستلزم غول بودن ستاره است، آسان نیست. اما بسیاری از ستارگان Am اعضای خوشه‌هایی چون خوشه هیاداها هستند. اما روشنایی آنها نشان می‌دهد که غول نیستند، اگرچه تعادل یونش آهن فشار کاهیده‌ای را در جو این ستارگان نشان می‌دهد.

ساده‌ترین راه توجیه این شدتهای غیرعادی خطوط فلزی آن است که بگوییم فراوانی فلزات در آنها بیشتر است، اما باید فراوانی Ca کمی کمتر داشته باشند. معلوم شده است که خطوط اسکاندیم نیز ضعیف‌اند، همان‌طور که خطوط کربن و سایر عناصر چنین هستند. خطوط عناصر خاکهای کمیاب، در مقایسه با خطوط Fe، نسبتاً قوی‌اند. پس این پرسش مطرح می‌شود که چه عاملی باعث این فراوانیهای غیرعادی می‌شود؟

### ۱.۴.۱۵ سرشت دوتایی ستارگان Am

این ستارگان Am ویژگیهای غیرعادی دیگر نیز دارند. مطالعه دقیق سرعتهای شعاعی آنها نشان می‌دهد که سرعت شعاعی همه آنها به صورت دوره‌ای تغییر می‌کند، یعنی آنها دوتاییهای نزدیک به هم، با دوره‌های حدود چند روز یا چند هفته‌اند. (در حدود ۳۰٪ از ستارگان "عادی" دوتایی‌اند). این موضوع چه ربطی به فراوانیهای عجیب آنها دارد؟ دوره دوتاییها چقدر می‌تواند کوتاه شود بدون اینکه آنها به یکدیگر برخورد کنند؟ برای اینکه ستارگان به هم نخورند، فاصله  $d$  باید بزرگتر از  $2R^* \sim 2R_{\odot}$  شود. برای ستارگان Am،  $R \sim 2R_{\odot}$ . یعنی

$$d \gtrsim 4R_{\odot}$$

$$1R_{\odot} \sim \frac{1 \text{ au}}{200} \quad \text{به طوری که} \quad d > \frac{1}{50} \cdot \text{au}$$

اگر همه کمیتها را بر حسب یکاهای خورشیدی اندازه بگیریم، می‌دانیم که قانون سوم کپلر به صورت زیر در می‌آید

$$\frac{d^3}{p^2} = M_1 + M_2$$

که دوره  $p$  و  $M_1$  و  $M_2$  جرمهای دو ستاره‌اند. با  $M_1 + M_2 \sim 3M_{\odot}$  و  $d = 1/50 \text{ au}$ ، برای

دوره بر حسب سال به دست می‌آوریم،

$$p^2 \geq \left(\frac{1}{50}\right)^3 \cdot \frac{1}{3} \sim \frac{1}{3} \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{125} \sim \frac{1}{4} \cdot 10^{-5} \text{ سال}$$

یا  $P \geq 1.5 \times 10^{-3}$ ، یا تقریباً روز  $P \geq 1$ .

ستارگان Am، چنان‌که در بخش بعد خواهیم دید، از یک نظر دیگر نیز غیرعادی هستند.

## ۲.۴.۱۵ سرعت‌های دورانی ستارگان Am

همان‌طور که در فصل ۱۲ دیدیم، می‌توانیم سرعت‌های دورانی ستارگان را از روی پهنای خط‌های طیفی آنها اندازه بگیریم. سرعت‌های دورانی بسیاری از ستارگان بدین طریق تعیین شده است. در شکل‌های ۵.۱۳ و ۶.۱۳ رابطه سرعت‌های دورانی متوسط را با نوع طیفی نشان داده‌ایم. سرعت‌های دورانی برای ستارگان خنک‌تر از نوع طیفی F۵ به سرعت کاهش می‌یابد. این باور وجود دارد که این کاهش سرعت دورانی به واسطه تشکیل یک باد ستاره‌ای شدیدتر، مانند باد خورشیدی است، که باعث کندشدن دوران می‌شود.

ستارگان Am در ناحیه‌ای از گروه‌های طیفی تشکیل می‌شوند که در آن سرعت‌های دورانی معمولاً هنوز زیاد است، اما ستارگان Am دارای سرعت‌های دورانی بسیار کوچک‌تر از ستارگان عادی هستند.

همه اینها چه ربطی به خطوط فلزی قویتر و فراوانی ظاهری بیش از اندازه عناصر سنگین دارد؟

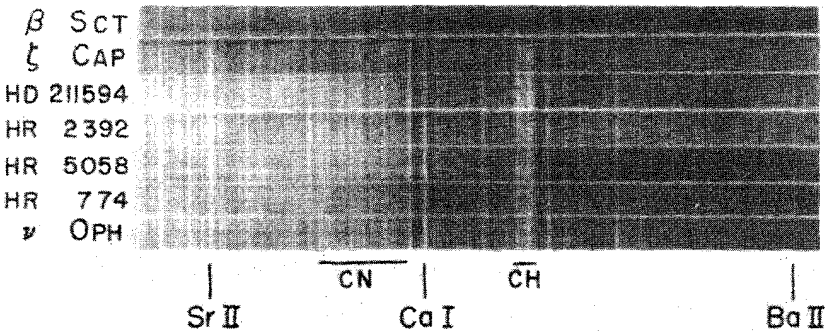
اغلب منجمان بر این باورند که فراوانی غیرعادی مشاهده شده در ستارگان Am به علت فرایندهای پخش است، اگرچه هنوز چند مسئله را باید توجیه کرد: اگر  $Ca$  به علت فرورفتن  $Ca^+$  در لایه‌هایی که عمدتاً کلسیم یک‌بار یونیده است تهی شده باشد، چرا Mg نیز تهی نشده است؟ زیرا ساختار آن بسیار شبیه Ca است، اما فراوانی Ca در ستارگان Am عادی است.

پرسش دیگری که البته مطرح می‌شود این است که چرا پخش در ستارگان Am مؤثر است اما در ستارگان عادی چنین نیست؟ چرا همه ستارگان Am دوتایی هستند و همگی آنها چرخنده‌های کند هستند؟ دلیل این امر مجدداً آن است که پخش فقط در صورتی مؤثر است که فرایندهای اختلاط مانع از آن نشوند. ستارگان عادی با دمای ستارگان Am هنوز چرخنده‌های سریع‌اند. از زمان مطالعات ادینگتون، معلوم شده است که ستارگان با دوران سریع، نمی‌توانند در تعادل استاتیک باشند، بلکه در آنها جریانهای آرام، به نام جریانهای ادینگتون، تشکیل می‌شود که مواد را به طرف

بالا به نواحی قطبی و به طرف پایین یعنی ناحیه استوایی می‌برد. این جریانها مواد ستاره‌ای را کاملاً مخلوط می‌کند. بنابراین، پخش فقط در ستارگان با دوران آرام مؤثر است. عاملی که باعث می‌شود ستارگان Am به آرامی بچرخند سرشت دوتایی آنهاست — همه آنها اعضای دوتاییهای نسبتاً نزدیک به هم هستند، که در آنها برهم‌کنش کشندی بسیار مهم است. برهم‌کنش کشندی دوران را کند می‌کند تا دوره دوران با دوره مداری برابر شود.\* برای دوره مداری یک هفته، این به معنی سرعت دوران استوایی حدود ۱۵km/s برای ستارگان Am است، که دورانی کند در نظر گرفته می‌شود. سرشت دوتایی سبب دوران آرام می‌شود که به نوبه خود فرایند پخش را مؤثر می‌سازد.

## ۵.۱۵ ستارگان باریمی

گروه دیگری از ستارگان دارای فراوانی غیرعادی عناصر هستند که ستارگان باریمی خوانده می‌شوند. این ستارگان در سالهای اخیر مورد توجه قرار گرفته‌اند اگرچه نسبتاً کمیاب هستند. بدون شک این ستارگان از باریم ساخته نشده‌اند، اما دارای خطهای باریم و استرانسیم به صورت غیرعادی قوی هستند (نگاه کنید به شکل ۱۶.۱۵). در جدول ۱.۱۵، فهرست فراوانیهای عناصر تعیین شده برای برخی از این ستارگان درج شده است. این فهرست افزایش کلی فراوانی عناصری را نشان می‌دهند که بر اثر فرایند به اصطلاح گیراندازی نوترون کند به وجود می‌آیند. یعنی هسته‌های اتمی این



شکل ۱۶.۱۵ طیفهای پنج ستاره باریمی با طیفهای ستارگان "عادی" با طیفهای  $\beta$  سی و  $\nu$  حوا مقایسه شده‌اند. در ستارگان باریمی خط Ba II در  $4554\text{\AA}$  بسیار قویتر از ستارگان عادی است، همین طور خط Sr II در  $4078\text{\AA}$  هم قویتر است.

\* ماه ما هر ۲۷ روز یک‌بار به دور خود می‌چرخد، که با دوره مداری آن برابر است. بنابراین همواره یک طرف آن را می‌بینیم.

جدول ۱.۱۵ فراوانیهای عناصر ناشی از گیراندازی کند نوترون در دو ستاره باریمی و در خورشید

$\bar{\Delta}^2$	log N			عنصر
	HD ۴۴۸۹۶	HR ۷۷۴	خورشیدی	
۱,۰۶	۳,۷۹	۴,۲۲	۲,۹۴	Sr
۱,۱۶	۳,۴۴	۳,۳۴	۲,۲۳	Y
۰,۹۷	۳,۴۵	۳,۵۹	۲,۵۹	Zr
۰,۹۷	۳,۰۷	۳,۲۸	۲,۲۰	Ba
۱,۰۶	۲,۲۷	۲,۳۰	۱,۲۲	La
۰,۶۵	۱,۰۷	۱,۳۲	۰,۵۵	Eu
۰,۸۳	۱,۸۰	۲,۰۴	۱,۰۹	Gd
۰,۰	۱۲,۰	۱۲,۰	۱۲,۰	H

۱. اعداد داده شده لگاریتمهای نسبت آنها به اضافه یونها در مقدار ماده‌ای است که حاوی  $10^{12}$  اتم و یون هیدروژن است.

۲. (ستاره باریمی)  $\bar{\Delta} = \log N_{\odot} - \log N$

عناصر در ابتدا با افزودن نوترون به هسته‌های اتمی در فرایندی به نام گیراندازی نوترون کند به وجود آمده‌اند. هسته‌های اتمی غنی از نوترون در فرایند واپاشی بتا نااپایدار می‌شوند، یعنی می‌خواهند با گسیل یک الکترون، نوترون را به پروتون تبدیل کنند. هسته‌های اتمی غنی از نوترون نمی‌توانند نوترون بیشتری را بپذیرند، بنابراین باید صبر کنند تا یکی از نوترونهای به دام افتاده الکترونی را گسیل کند تا بتوانند یک نوترون دیگر جذب کنند. به واسطه واپاشی تعداد نوترونهای اضافی کاهش می‌یابد و یک نوترون دیگر می‌تواند به هسته وابسته شود. تبدیل یک نوترون به پروتون برای تعداد مختلف نوترونهای اضافی، بر حسب تعداد نوترونهایی که به دام می‌افتند، صورت می‌گیرد. اگر نوترونها با سرعت زیاد به محیط غنی از نوترون افزوده شوند، هسته‌هایی که تعداد نوترون کمتری دارند، فرصت نمی‌یابند تا قبل از اضافه شدن نوترون بعدی واپاشند. این را فرایند گیراندازی "تند" نوترون می‌نامیم. اگر نوترونهای کمتری موجود باشند و گیراندازی نوترون کمتر صورت گیرد، هسته‌های با تعداد نوترون کمتر می‌توانند قبل از گیراندازی نوترون بعدی یک الکترون گسیل کنند. آنها را فرایند گیراندازی "کند" نوترون می‌نامند. هسته‌های اتمی که در این نوع فرایندهای مختلف گیراندازی نوترون تشکیل می‌شوند متفاوت‌اند. بنابراین، از روی فراوانیهای مشاهده شده می‌توانیم ببینیم که کدام فرایند رخ داده است. برای ستارگان باریمی، محصولات گیراندازی کند نوترون را می‌بینیم. این معمولاً به معنی آن

است که فاصله زمانی بین دو گیراندازی متوالی نوترون  $10^4$  سال است. باید یک چشمه نوترون ضعیف در این مدت وجود داشته باشد تا فرایند گیراندازی کند نوترون به کار بیفتد. گمان می‌رود که این فرایندهای گیراندازی کند نوترون فقط در درون ستارگانی که در حالت‌های بسیار پیشرفته‌ای از تکامل خود هستند امکان‌پذیر باشد. در آن زمان، چنان‌که در جلد سوم خواهیم دید، آنها به صورت غولهای سرخ بسیار روشن هستند. ستارگان باریمی این روشنایی را ندارند، اگرچه غول سرخ‌اند. برای سالهای طولانی، این موضوع که این ستارگان چگونه می‌توانند عناصر ناشی از گیراندازی کند نوترون را بسازند، و در عین حال آنها را به سطح ستاره که در آنجا آنها را مشاهده می‌کنیم برسانند، یک معما بود. در حال حاضر هیچ نوع آمیزش عمیق وجود ندارد.

هنگامی که مک کلور<sup>۱</sup>، فلچر<sup>۲</sup>، و نیمک<sup>۳</sup> در سال ۱۹۸۳ کشف کردند که سرعت شعاعی در ستارگان باریمی تغییر می‌کند که نشانگر سرشت دوتایی آنهاست، مسئله به صورتی دیگر مطرح شد. از تغییرات سرعت شعاعی برخی از این ستارگان باریمی، آنها به این نتیجه رسیدند که جرم همدمهای آنها از مرتبه جرم خورشید است. چون نمی‌توان طیفهای همدم را آشکار ساخت، آنها حدس زدند که همدمهای آنها ممکن است کوتوله‌های سفید باشند. اندکی پس از آن، همدمهای کوتوله سفید روشنترین ستاره‌های باریمی،  $\zeta$  جدی<sup>۴</sup> و  $\gamma$  دجاجة<sup>۵</sup> را به کمک رصدهای فرابنفش با ماهواره IUE<sup>۶</sup> (کاوشگر فرابنفش بین‌المللی) آشکار ساختند.  $\zeta$  دجاجة ستاره به اصطلاح باریمی ملایم است که شدت خط باریم آن اندکی زیاد شده است. یک همدم کوتوله سفید اضافی برای ستاره باریمی ملایم  $\zeta$  قیطس<sup>۷</sup> آشکارسازی شد. برای سایر ستارگان باریمی نزدیک، حضور همدم کوتوله سفید، به علت مشاهده حضور خطوطی که نشانگر گازهای داغ‌اند، محتمل به نظر می‌رسد. هیچ همدمی از رشته اصلی با جرمهای قابل مقایسه با جرمهای ستارگان باریمی، یعنی در حدود دو برابر جرم خورشید، آشکارسازی نشده است، اگرچه در صورت حضور، باید در نور فرابنفش قابل مشاهده باشند. این موضوع، این ظن را تقویت می‌کند که تمام همدمهای ستارگان باریمی، در واقع کوتوله سفید هستند. اگر همدمها، عمدتاً ستارگان عادی باشند، احتمال یافتن ستارگانی با جرمی در حدود ستارگان باریمی نسبتاً زیاد است، زیرا آمار نشان می‌دهد که در حدود نیمی از دوتاییها با احتمال ۵۰٪ متشکل از دو جزء با جرم تقریباً یکسان هستند. چون همدمهایی را که ستارگان عادی باشند نمی‌بایم، نتیجه می‌گیریم که تمامی همدمهای ستارگان باریمی کوتوله‌های سفید هستند.

چنان‌که در جلد سوم خواهیم دید، گمان می‌رود که کوتوله‌های سفید مراحل نهایی مرگ در تکامل ستاره‌ای باشند. آنها هنگامی تشکیل می‌شوند که ستاره لفاف خارجی خود را، در مرحله‌ای

1. McClure      2. Fletcher      3. Nemeč      4. capricorn      5. Cygnus  
6. International Ultraviolet Explorer      7. Cetus

از تکامل خود که به صورت غول سرخ است، به بیرون پرتاب می‌کند. علت دقیق این از دست دادن جرم هنوز ناشناخته است، اما می‌دانیم که این واقعه باید رخ بدهد. دلایل آن در بحث تکامل ستاره‌ای بررسی خواهند شد.

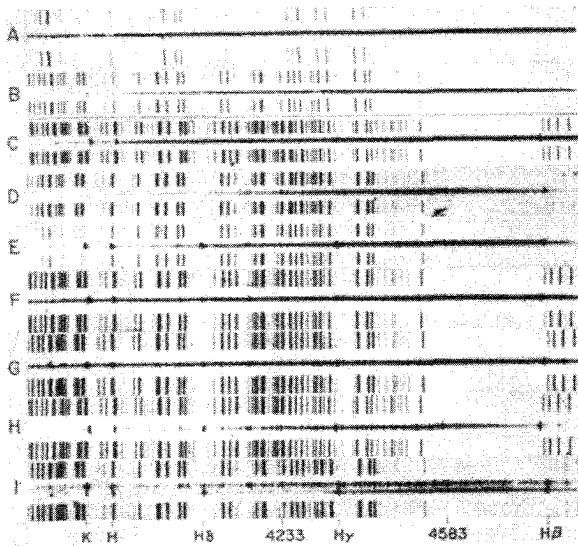
اگر، ستارگان باریمی در واقع همدمهای کوتوله سفید داشته باشند، آنها باید یک شرط لازم برای تشکیل این ستارگان باشند. حضور کوتوله‌های سفید برای توجیه فراوانیهای غیرعادی عناصر در این ستارگان ضروری است. این احتمال وجود دارد که فرایند گیراندازی کند نوترون، در واقع در درون ستاره نیای کوتوله سفید فعلی صورت گرفته باشد، که باید ستاره غول سرخ بسیار درخشانی می‌بوده که لفاف خود را از دست داده و به صورت کوتوله سفید درآمده است. به احتمال زیاد بخش اعظم لفاف همدم در هنگام انفجار به ستاره باریمی افزوده شده است. ما اکنون به احتمال زیاد موادی را مشاهده می‌کنیم که در درون نیای کوتوله سفید ساخته شده و اکنون در سطح ستاره باریمی به نمایش گذاشته شده‌اند. هنوز مطالعات زیادی لازم است تا بتوان اطمینان یافت که این رویداد در واقع رخ داده است، اما این رصدها، در واقع این امکان را به وجود می‌آورد که با مطالعه سطح ستارگان باریمی بتوانیم آنچه را که در درون نیای کوتوله‌های سفید به وقوع پیوسته است حدس بزنیم.

## ۶.۱۵ ستارگان ثور T

ستارگان ثور T با توجه به نخستین نمونه خود چنین نام‌گذاری شده‌اند. T در مقابل صورت فلکی نشان می‌دهد که ستارگان متغیرند، آنها در واقع به صورت نامنظم تغییر می‌کنند. این نوع ستاره را با طیفهای غیرعادی آنها که دارای خطهای گسیلی قوی هیدروژن و  $\text{Ca}^+$  است که H و K دارای طول موجهای  $3933\text{\AA}$  و  $3968\text{\AA}$  هستند (نگاه کنید به شکل ۱۷.۱۵) تعریف می‌کنند. این ستارگان معمولاً دارای خطهای سایر عناصر چون آهن و گوگرد نیز هستند. خطهای مربوط به عناصر اخیر را معمولاً نمی‌توان در طیفهای عادی دید، بلکه خطهایی هستند که معمولاً در اجسامی با چگالی کم مانند سحابیهای گازی دیده می‌شوند. آنها خطهای به اصطلاح ممنوع هستند که چگالی کم ماده در اطراف این ستارگان را به نمایش می‌گذارند.

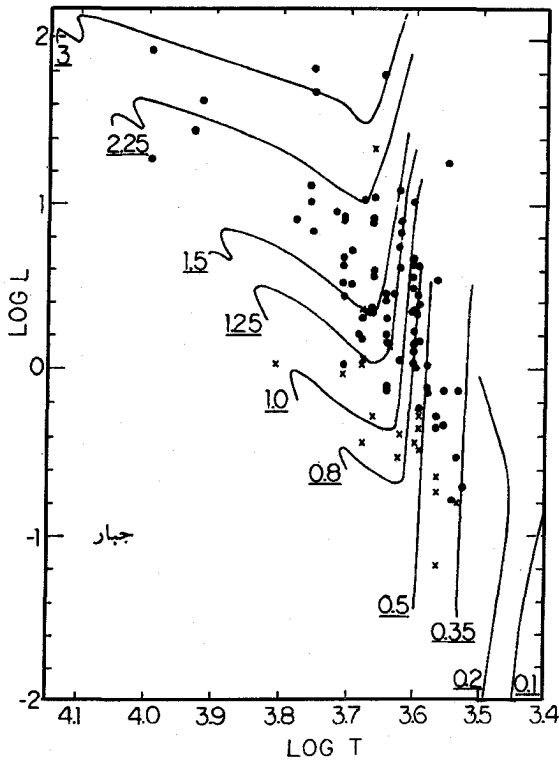
با توجه به طیفهای جذبی مشاهده شده در ستارگان ثور T، آنها از انواع طیفی F و M هستند که نشان می‌دهد دمای مؤثر آنها بین  $7000\text{K}$  و  $3500\text{K}$  است. همان‌طور که رصدهای فرابنفش توسط ماهواره IUE نشان می‌دهد، خطوط شیدسپهری این ستارگان بسیار قوی و شدیدتر از خورشید است (نگاه کنید به فصل ۱۸).

این ستارگان ثور T مخصوصاً از این نظر جالب‌اند که با توجه به ظهور آنها فقط در مناطقی از



شکل ۱۷.۱۵ طیفهای نگاتیو ثور T (خطوط باریک افقی) برای ستارگان مختلف ثور T نشان داده شده است. خطهای گسیلی قوی یون  $\text{Ca}^+$ ، H و K مشاهده می‌شوند (لکه‌های تاریک در طرف چپ). در هر دو طرف طیفهای ستاره‌ای، طیفهای آزمایشگاهی قرار دارند، تا بتوان طول موج خط را برای شناسایی اندازه گرفت.

آسمان که ستارگان داغ O و B را می‌بینیم، که عمر آنها نمی‌تواند بیش از  $۱۰^۶$  سال باشد، باید بسیار جوان باشند، ستارگان ثور T همواره در گاز چگال میان ستاره‌ای ظاهر می‌شوند که فکر می‌کنیم محل تولد ستارگان هستند. اگر این ابرگازی به اندازه کافی بزرگ و چگال باشد، نیروی گرانشی می‌تواند آن را به شکل یک ستاره به هم نزدیک کند. ارتباط این ستارگان با ستارگان جوان O و B در رشته اصلی ستارگان که قدر مطلق آنها را می‌دانیم و در نتیجه می‌توانیم فاصله‌هایشان را تعیین کنیم (نگاه کنید به فصل ۵) این امکان را فراهم می‌سازد تا فاصله‌های تقریبی تا ستارگان ثور T را مشخص کنیم، اگرچه جذب در گاز ابری که ستاره را احاطه کرده است خط‌هایی را وارد می‌کند (نگاه کنید به فصل ۱۹). معلوم شده است که ستارگان ثور T بسیار درخشانتر از ستارگان رشته اصلی هستند. در شکل ۱۸.۱۵ محل ستارگان ثور T را در نمودار رنگ-قدر نشان داده‌ایم. این ستارگان هنوز بسیار بزرگتر از ستارگان رشته اصلی هستند. از ارتباط آنها با ستارگان جوان O و B می‌دانیم که باید بسیار جوان باشند. آنها باید هنوز در حال انقباض باشند تا سرانجام به صورت ستارگان رشته اصلی درآیند. از مطالعه این ستارگان جوان، در حال انقباض ثور T می‌توانیم اطلاعات جالبی درباره خورشید در مرحله انقباض از تکامل خود، و منظومه شمسی از جمله سیارات و زمین در حال تشکیل،

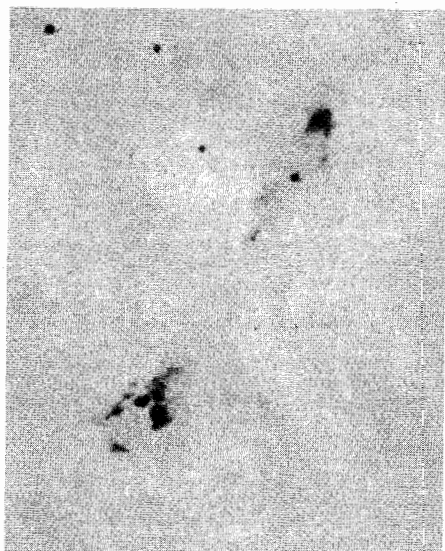


شکل ۱۸.۱۵ موقعیتهای ستارگان ثور T در نمودار رنگ-قدر نشان داده شده است. همه آنها بالاتر از رشته اصلی قرار دارند، که مرز اعداد در طرف چپ است. بنابراین، باید از ستارگان رشته اصلی بزرگتر باشند. خطهای پرمسیره‌های تکاملی (جلد سوم) ستارگان با جرمهای مختلفی هستند که اعداد نشان می‌دهند.

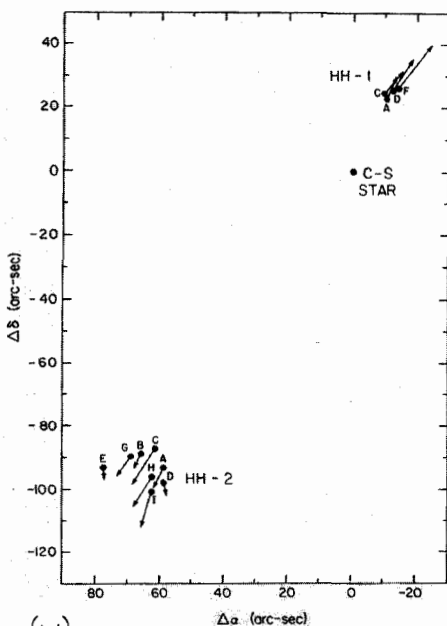
به دست آوریم.

بحث مفصلتر در مورد تشکیل ستارگان در جلد سوم آمده است نکته جالب توجه در اینجا پدیده‌های کم و بیش شدیدی است که به نظر می‌رسد در ارتباط با تولد یک ستاره رخ می‌دهد. مثلاً، برای بسیاری از ستارگان ثور T مانند P دجابه نمایه‌های خطی را مشاهده می‌کنیم (نگاه کنید به فصل ۱۷، شکل ۹.۱۷) که نشانگر خروج ماده از این ستارگان است، در حالی که برای ستاره‌ای که تشکیل شده است ساده لوحانه انتظار داریم که ماده به طرف آنها سرازیر شود. به نظر می‌رسد که ستارگان تازه تشکیل شده دارای شیدسپهرهای بسیار غلیظ، هاله و بادهای ستاره‌ای باشند، اگرچه گسیل پرتو X از هاله مشاهده نشده است. نمی‌دانیم که آیا به علت اتلاف انرژی زیاد





(الف)

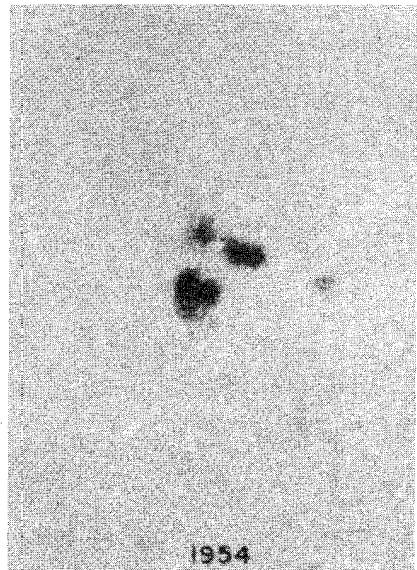
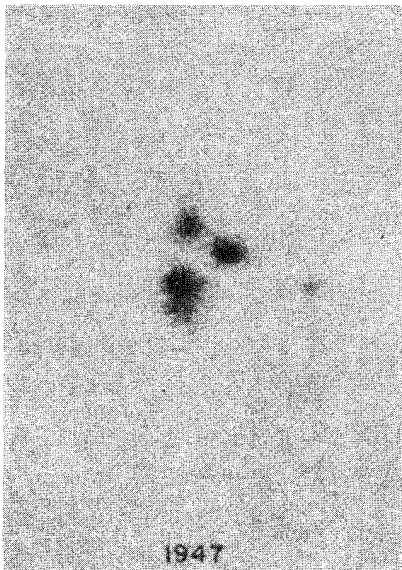


(ب)

شکل ۱۹.۱۵ تصویر اجسام هریگ-هاروی ۱ HH و ۲ HH در طرف چپ نشان داده شده‌اند (الف). (این نیز یک تصویر نگاتیو است، نقطه‌های تاریک روشن‌اند). ویژه‌حرکتهای آنها (تقریباً برابر  $25^{\circ} \text{ km/s}$ ) به صورت شعاعی از چشمه‌ای که در وسط ۱ HH و ۲ HH قرار دارد به طرف خارج است. آن را فقط در نور فرورسرخ می‌توان دید، زیرا همه نوره‌های دیگر را غبار میان‌ستاره‌ای اطراف آن (نگاه کنید به فصل ۱۹) جذب می‌کند. در تصویر طرف راست (ب) جهت‌های ویژه‌حرکت نشان داده شده است. طول پیکانها با سرعت‌های اندازه‌گیری شده متناسب است.

به واسطهٔ بادهای شدید است که هاله بسیار داغ می‌شود یا مادهٔ موجود در ابرگازی چگال که ستاره در آن قرار دارد همهٔ پرتوهای X را جذب می‌کند.

ستارگان تور T دارای خروجیهای با سرعت زیاد و موازی با سرعت‌های  $300 - 400 \text{ km/s}$  نیز هستند که اصطلاحاً جت نامیده می‌شوند (نگاه کنید به شکل ۱۹.۱۵) و در جهت‌های مخالف در حرکت‌اند، همین‌طور خروجیهای دو قطبی، که در دنبالهٔ آنها معمولاً اجسام هریگ-هارو دیده می‌شود که به نام منجمانی که برای اولین بار آنها را کشف و دربارهٔ آنها بحث کردند، نامیده می‌شوند. شکل ظاهری اجسام هریگ-هارو در طی چند سال تغییر می‌کند (نگاه کنید به شکل ۲۰.۱۵). بنابراین گاهی مطرح می‌شود که آنها در واقع ستارگان تازه تشکیل شده‌اند و از طریق آنها می‌توانیم



شکل ۲۰.۱۵ تغییرات شکل ظاهری جسم هریبگ-هاروی شماره ۲ مشاهده می شود. در سال ۱۹۴۷ فقط سه نقطه عمده مشاهده می شود؛ در ۱۹۵۴ پنج نقطه را می توان تشخیص داد. دو نقطه جدید در طول هفت سال ظاهر شده اند.

مستقیماً شاهد تولد ستارگان باشیم. به هر حال، جرم این اجسام بسیار کم است. نکته شگفت آور در مورد اجسام هریبگ-هارو حرکت سریع آنها از چشمه مرکزی است، که همواره تصور می شود یک ستاره T باشد. انرژی جنبشی که در این کپه های ماده گسیل می شود با انرژی که خورشید در یک سال گسیل می کند برابر است. معلوم نیست که منبع انرژی این جتها چیست.

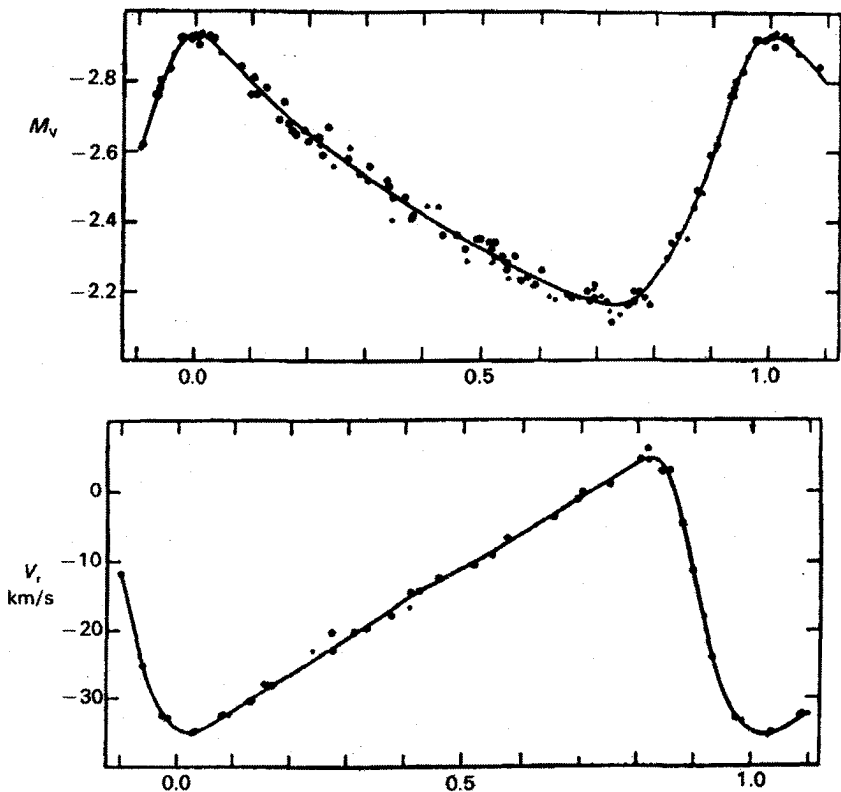
اگر ابرگازی اصلی، که ستاره از آن تشکیل شده است، دارای تکانه زاویه ای باشد، انتظار داریم که یک قرص در هنگام رمبش منتهی به تشکیل ستاره به وجود آید. سپس، ممکن است بفهمیم که چرا باد ستاره ای فقط در جهت های عمود بر صفحه قرص خارج می شود و حتی را تشکیل می دهد. تشکیل حتی بسیار کانونی شده، یا گشودگی در حدود  $10^\circ$  درجه در فاصله های از مرتبه  $1pc$  هنوز تعجب آور است، و منبع انرژی جت هنوز یک معماست.

طیفهای اجسام هریبگ-هارو را می توان با طیف شوکی توجیه کرد، که در هنگام برخورد گلوله گازی با فشار و سرعت زیاد، به نام گلوله میان ستاره ای، با ابرگازی ساکن با چگالی کمتر، یا برخورد جت با سرعت زیاد و چگالی کم با کپه ای از ماده، تشکیل می شود.

## ستارگان تپنده

## ۱.۱۶ انواع مختلف ستارگان تپنده

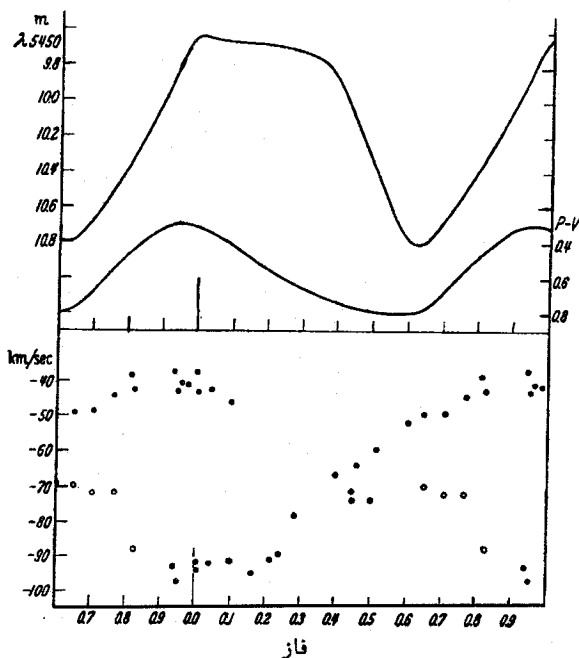
ستارگان تپنده (که نباید آنها را با نپ اخترها، که در حال دوران هستند نه تپش، اشتباه گرفت) با تغییرات دوره‌ای روشنایی همراه با تغییرات دوره‌ای سرعت‌های شعاعی خود مشخص می‌شوند. چند گروه ستارگان تپنده را می‌شناسیم. متداولترین نوع ستارگان  $\delta$ ی قیفاووس هستند، که دوره تغییرات نوری آنها از چند روز تا چند هفته است. نوع متداول دیگر ستاره چنگ  $RR^1$  است، که به اسم اولین متغیر کشف شده از این نوع نام‌گذاری شده است. ستارگان متغیر  $RR$  با دوره‌های حدود نصف روز تغییر می‌کنند. نوع دیگر متغیرهای با دوره کوتاه ستارگان  $\delta$ ی سپر هستند، که مانند ستارگان  $\delta$ ی قیفاووس<sup>۲</sup> با دوره طولانیتر از نوع ستارگان جمعیت I هستند. ستارگان  $\delta$ ی قیفاووس معمولاً از انواع طیفی F و G و آبرغول‌اند، در حالی که ستارگان  $\delta$ ی سپر از ستارگان A، و گروه درخشندگی IV تا V هستند. دامنه‌های متغیرهای  $\delta$ ی قیفاووس از مرتبه بزرگی یک قدر است، یعنی خروجی نور آنها با ضریب ۲ تا ۳ تغییر می‌کند، در حالی که تغییرات نور ستارگان  $\delta$ ی سپر به قدری کوچک است که به سختی می‌توان آنها را آشکار ساخت. ستارگان چنگ  $RR$  را معمولاً در خوشه‌های گویسان می‌توان یافت؛ بنابراین متعلق به جمعیت



شکل ۱.۱۶ منحنیهای نور و سرعت برای ستاره تپنده‌ی هی قیفاووس بر حسب فاز در چرخه‌ی تپش نشان داده شده است. برای این ستاره دوره‌ی تغییر ۵٫۴ روز است.

II هستند. دامنه‌های تغییرات نور آنها نیز در حدود یک مرتبه‌ی بزرگی است، و در نتیجه به راحتی می‌توان آنها را تشخیص داد. دامنه‌های سرعت شعاعی برای ستارگان هی قیفاووس چند ده کیلومتر در ثانیه است. مقادیر مربوط به چنگ RR نیز مقادیر قابل مقایسه‌ای را، هرچند کوچکتر، داراست. در شکل ۱.۱۶ منحنیهای نور و سرعت نمونه‌ی اصلی، یعنی هی قیفاووس نشان داده شده است. ستارگان جمعیت II همانند ستارگان هی قیفاووس نیز وجود دارند که مجدداً به اسم اولین ستاره‌ی کشف شده از این نوع \* W سی سنبله<sup>۱</sup> نام‌گذاری شده‌اند. این ستارگان معمولاً دارای بیشینه‌های

\* در اینجا باید متذکر شویم که ستارگان متغیر به اسم صورت فلکی نامیده می‌شوند که در آن مشاهده شده‌اند. اولین ستاره‌ی کشف شده در صورت فلکی سنبله A سی سنبله و دومین آنها B سی سنبله خوانده می‌شود. پس از اینکه همه‌ی حروف به کار رفتند، نام‌گذاری با AA سی سنبله، AB سنبله و غیره ادامه می‌یابد. این نام‌گذاری به لحاظ تاریخی مرسوم شد، اگرچه کسی که اولین بار آنها را کشف کرد از حروف آخر الفبا استفاده کرده بود.



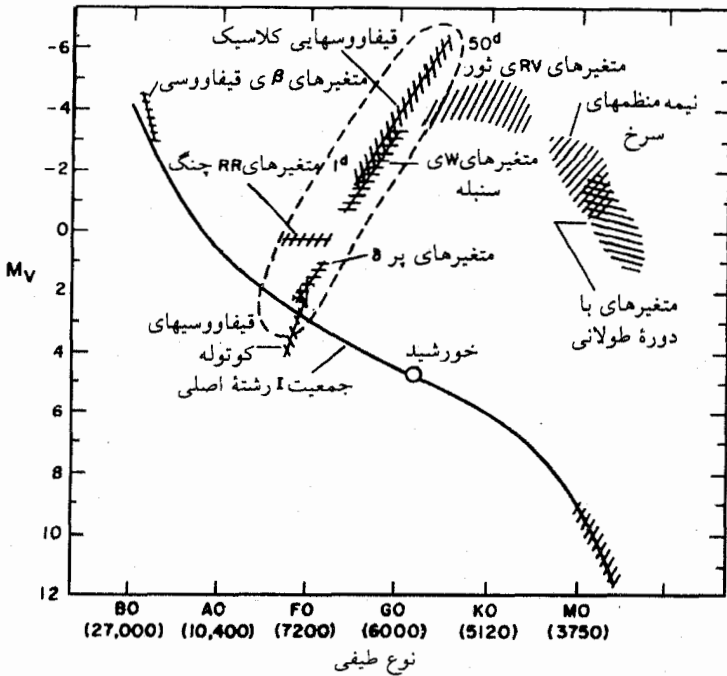
شکل ۲.۱۶ منحنی نور برای ستارگان جمعیت II قیفاووسی Wی سنبله نشان داده شده است. در مقایسه با منحنی نور Hی قیفاووسی این منحنی دارای بیشینه تخت است. این نوع منحنیها را می توان از منحنیهای جمعیت I قیفاووسی به خوبی تمیز داد، اما همه قیفاووسیهای جمعیت II دارای منحنیهای با بیشینه تخت نیستند. منحنی سرعت در پایین نشان داده شده است. دایره های تو خالی سرعتهای به دست آمده از خطهای گسیلی هستند. برای فازهای بین ۰.۹ و ۰.۶ به نظر می رسد که دو مؤلفه خط جذبی مشاهده می شود.

نوری بسیار پهن هستند. در شکل ۲.۱۶ منحنی نور را بر حسب ستارگان جمعیت II قیفاووسی، یعنی Wی سنبله نشان داده ایم.

گروه دیگر ستارگان ذاتاً متغیر، ستارگان با دوره تغییرات طولانی هستند که دوره آنها از مرتبه چند سال است. این ستارگان غولهای سرخ بسیار درخشان از نوع طیفی M هستند. تغییرات نور آنها کاملاً شبیه سایر متغیرهایی نیست که تاکنون در باره آنها بحث کردیم.

تغییرات ستارگان به اصطلاح RVی ثور، که در نمودار HR بین قیفاووسیها و متغیرهای با دوره طولانی قرار دارند، حتی نامنظم تر است شکل ۳.۱۶ محل همه انواع ستارگان ذاتاً متغیر را در نمودار HR نشان می دهد.

متداولترین انواع متغیرها در باریکه ای قرار دارند که قطر نمودار HR را در امتداد نوار ناپایدار



شکل ۳.۱۶ محل انواع مختلف ستارگان تپنده در نمودار رنگ-قدر نشان داده شده است. گروههای اصلی ستارگان تپنده روی یک دنباله قطری قرار می‌گیرند که باریکه ناپایداری قیفاووسی نامیده می‌شود. متغیرهای میرا با دوره طولانی، ستارگان RV نور با تغییرات نامنظم و به صورتی شگفت‌انگیز ستارگان B ی قیفاووس، اصولاً در باریکه‌ای با درخشندگی ثابت نزدیک به بالای نمودار قرار می‌گیرند. سازوکار تپش همه این ستارگان اخیر تاکنون شناخته نشده است.

به اصطلاح قیفاووسی قطع می‌کند. تمام ستارگان داخل این نوار در نمودار HR ستارگان تپنده هستند. در جلد سوم خواهیم گفت که چرا.

ستارگان تپنده در واقع ویژگیهای بسیاری از درون ستاره را برای ما نمایان می‌سازند. به کمک آنها می‌توان ایده‌های موجود در مورد ساختار ستارگان و تحول ستاره‌ای را بررسی کرد. بنابراین، این ستارگان برای نظریه ساختار ستاره‌ای اهمیت بسیار دارند و به صورت گسترده مطالعه شده‌اند.

تاکنون فقط ستارگانی را نام بردیم که با تقارن کروی می‌تپند، و سطح آنها به داخل و خارج حرکت می‌کند. انواع متغیر دیگری نیز وجود دارند که بدون تقارن کروی می‌تپند، یعنی منطقه‌های قطبی ممکن است به طرف داخل و منطقه‌های استوایی به سمت خارج حرکت کنند. نقشهای پیچیده‌تر نیز امکان‌پذیرند. تپشهای با تقارن کروی را می‌توان برهم نهاد. بارزترین ستاره‌های از این

نوع، ستارگان  $\beta$ ی قیفاووس هستند. آنها از نوع ستارگان  $B$  هستند و در باریکهٔ ناپایداری قیفاووس قرار ندارند. دلیل ناپایداری تپشی آنها را فعلاً نمی‌دانیم.

همین‌طور گروهی از ستارگان کوتولهٔ سفید به نام ZZ قیطس<sup>۱</sup> وجود دارند که به لحاظ تپشی ناپایدارند و نقش تپش بسیار پیچیده‌ای را از خود نشان می‌دهند که برهم‌نهشی از بسامدهای بسیار است. این ستارگان در مطالعهٔ ساختار داخلی و ترکیب شیمیایی این کوتوله‌های سفید بسیار مفیدند. در بخشهای بعد انواع اصلی ستارگان تپنده، ستارگان  $\delta$ ی قیفاووس و ستارگان RR چنگ، با تفصیل بیشتر می‌پردازیم.

## ۲.۱۶ ستارگان $\delta$ ی قیفاووس

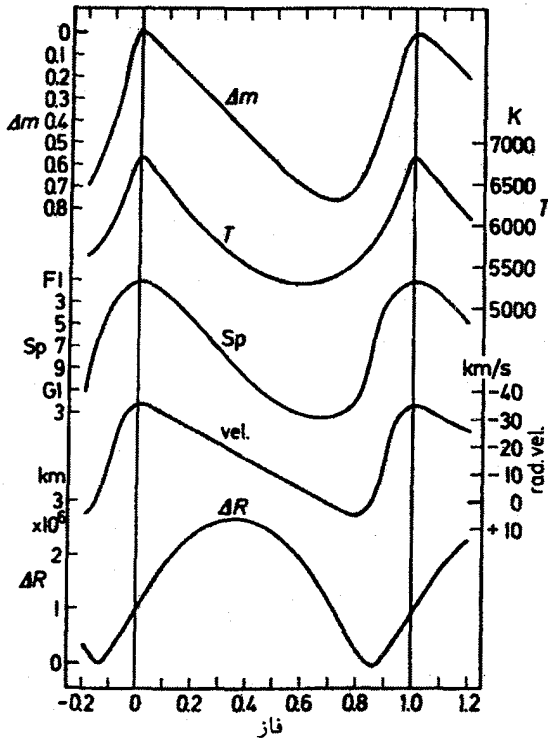
منجمان در ابتدا به واسطهٔ تغییرات دوره‌ای نور و سرعت شعاعی ستارگان  $\delta$ ی قیفاووس گمان می‌کردند که آنها دوتاییهای گرفتی هستند. در شکل ۴.۱۶ نور و سرعت‌های شعاعی مشاهده‌شده برای  $\delta$ ی قیفاووس را مجدداً نشان داده‌ایم تا با منحنیهای مربوط به دوتایی گرفتی (نگاه کنید به شکل ۶.۹) مقایسه شود. منحنی سرعت غیرسینوسی برای  $\delta$ ی قیفاووس نشانگر مداری بسیار بیضوی است (نگاه کنید به شکل ۸.۹). گرفت دوم باید نامرئی باشد. ستارگان باید همدمهای بسیار نزدیک به هم باشند، زیرا فاز با نور ثابت بین گرفتها وجود ندارد. همین‌طور، دوره‌ها نسبتاً کوتاه و در حدود چند روز است.

وقتی منجمان آموختند که چگونه از روی طیف ستارگان درخشندگی آنها را تعیین کنند، معلوم شد که ستارگان  $\delta$ ی قیفاووس ابرغول هستند. یعنی شعاعهای ستاره‌ای آنها در واقع از آنچه با در نظرگرفتن آنها به عنوان دوتایی محاسبه می‌شود بزرگتر است. بنابراین معلوم شد که آنها نمی‌توانند دوتاییهای گرفتی باشند، بلکه ستارگان ذاتاً متغیر هستند.

سرعت‌های شعاعی متغیر نشان می‌دهد که در هنگام افزایش نور سطح به طرف بیرون و در هنگام مشاهدهٔ کمینهٔ نور به سمت داخل حرکت می‌کند. تغییر شعاع  $\Delta R(t)$  را می‌توان با محاسبه زیر مستقیماً به دست آورد

$$\frac{dR}{dt} = v \quad \text{و} \quad \Delta R(t) = \int_{t_0}^t v dt$$

در واقع، می‌توانیم خود شعاع را با مقایسهٔ دو فاز با دمای مساوی محاسبه کنیم. اختلاف قدرهای تابش‌سنجی از رابطهٔ زیر به دست می‌آید



شکل ۲.۱۶ تغییرات مشاهده شده برای قدرهای بصری ظاهری، دماهای مؤثر، انواع طیفی، و سرعت‌های شعاعی ستارگان  $\delta$ ی فیفاوروس بر حسب فاز نشان داده شده است. در قسمت پایین تغییرات شعاعی نشان داده شده است که از انتگرال‌گیری روی سرعت‌های شعاعی تپشی به دست می‌آید (سرعت ستاره‌ای را باید از سرعت‌های مشاهده شده کم کرد). می‌توان دید که شعاع برای درخشندگی بیشینه و کمینه تقریباً برابر است.

$$\Delta m_{\text{bol}} = -2.5 \cdot \log \frac{L(t_1)}{L(t_2)} = m_{\text{bol}}(t_1) - m_{\text{bol}}(t_2) \quad (۲.۱۶)$$

$$m_{\text{bol}}(t_1) - m_{\text{bol}}(t_2) = -2.5 \cdot \log \frac{R^2(t_1)}{R^2(t_2)} = -5 \cdot \log \frac{R(t_1)}{R(t_2)} \quad (۲.۱۶)$$

را می‌توان اندازه گرفت؛ در واقع  $\Delta m_{\text{bol}} = \Delta m_v$  و چون، برای دماهای مساوی، تصحیح تابش‌سنجی تقریباً یکسان است. تغییر آن بر حسب گرانی ناچیز است. می‌توانیم  $R(t_1)/R(t_2)$  را از (۲.۱۶) محاسبه کنیم. همچنین می‌توانیم مقدار زیر را محاسبه کنیم



$$\Delta R = R(t_2) - R(t_1) = \int_{t_1}^{t_2} v(t) dt \quad (3.16)$$

معادله‌های (۲.۱۶) و (۳.۱۶) دو معادله برای تعیین  $R(t_1)$  و  $R(t_2)$  هستند. شعاع این ستارگان در یک چرخه، یعنی در مدت چند روز تا چند هفته، از ۵ تا ۲۰٪ تغییر می‌کند، و این شعاعها در حدود  $10^5 - 5^0$  برابر شعاع خورشید است. سرعتها از مرتبه  $3^0 \text{ km s}^{-1}$  است. اگر دوره  $1^0$  روز ( $\sim 10^6 \text{ s}$ ) باشد و اگر در نیمی از اوقات با سرعت متوسط  $15 \text{ km s}^{-1}$  به طرف بیرون حرکت کنند، می‌توانیم  $\Delta R$  را برابر مقدار زیر برآورد کنیم

$$\Delta R \sim 1.5 \times 10^6 \cdot 5 \times 10^5 \text{ cm} \sim 7.5 \times 10^{11} \text{ cm} \sim 1^0 R_{\odot}$$

برای شعاع  $5^0 R_{\odot}$  این به معنی تغییر ۲۰٪ است. این ستارگان تقریباً مانند بادکنک باد می‌شوند. روش تعیین شعاعهای ستارگان را باده<sup>۱</sup> و وسلینک<sup>۲</sup> ابداع کردند و بنابراین روش باده-وسلینک نامیده می‌شود.

با بهره‌گیری از رنگهای B - V اندازه‌گیری شده بر حسب فاز در چرخه تیش، می‌توان دمای مؤثر را نیز بر حسب فاز تعیین کرد.\* در شکل ۴.۱۶ نتایج به دست آمده برای ه‌های قیفاووس را که و.بکر<sup>۳</sup> به دست آورده است نشان داده‌ایم. متوجه می‌شویم که ستاره بالاترین  $T_{\text{eff}}$  را در بیشینه و کمترین آن را در کمینه نور دارد. یعنی تغییرات نور مشاهده شده عمدتاً به علت تغییرات دماست؛ در واقع، شعاعهای ستاره‌ای در بیشینه و کمینه نور تقریباً یکسان‌اند. بیشینه سرعت شعاعی به طرف بیرون نیز در طول فاز دمای بیشینه رخ می‌دهد. سپس سرعت به طرف بیرون به آرامی کم می‌شود و در هنگام خنک شدن آن ماده به وارون ستاره فرو می‌ریزد. هر نظریه تیش ستاره‌ای باید این رابطه‌های فاز را توجیه کند. اگر ستاره به صورت بی‌دررو می‌تپید، انتظار داشتیم که بالاترین دما متناظر با بیشینه انقباض، یعنی کوچکترین شعاع و پایبندترین دما مربوط به بزرگترین شعاع باشد. اما این چیزی نیست که مشاهده می‌شود.

طول دوره‌های ستارگان با درخشندگی معین، شکل منحنیهای نور و سرعت و رابطه‌های فاز، چنان‌که در جلد سوم خواهیم دید، همگی به ساختار داخلی ستاره بستگی دارند. بنابراین، با استفاده از این ستارگان تپنده می‌توانیم شناخت خود را از ساختار داخلی و تکامل ستارگان بیازماییم.

1. Baade 2. Wesselink

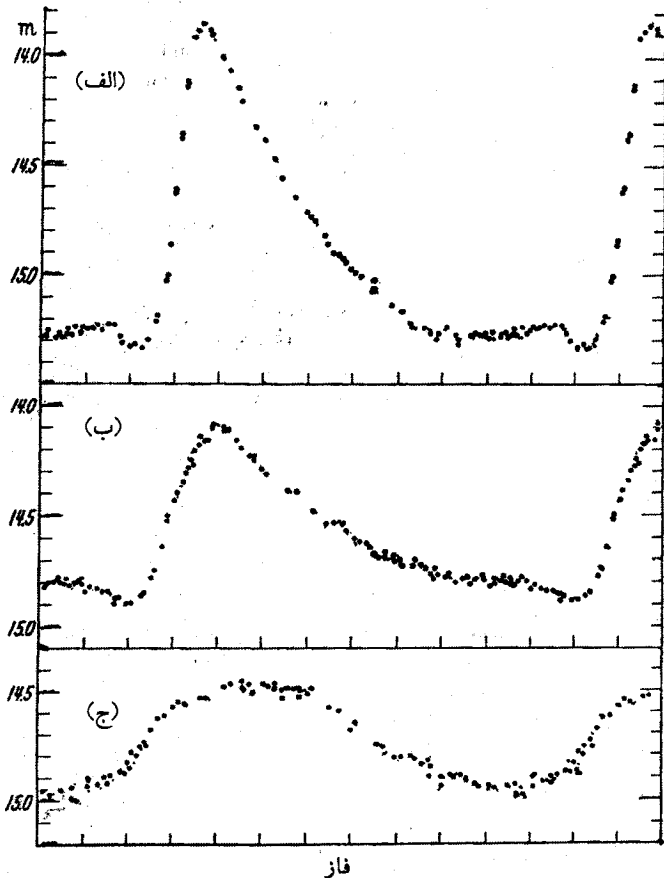
\* فاز، کسری از دوره است که از زمان رسیدن به بیشینه سپری می‌شود.

3. W. Becker

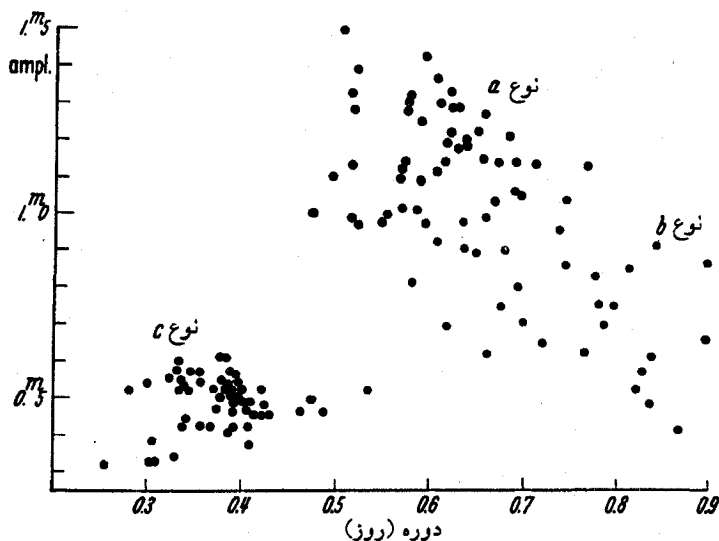
## ۳.۱۶ ستارگان RR چنگ

در محل برخورد باریکه ناپایداری قیفاووسیها با شاخه افقی نمودار HR جمعیت II، ستارگان RR چنگ را می‌یابیم. این گروه از ستارگان تپنده را می‌توان در خوشه‌های گویسان و در میدان یافت، دوره آنها  $\frac{1}{3}$  - ۱ روز است.

سه نوع ستاره RR چنگ وجود دارد: نوع بیلی  $a$ ،  $b$ ، و  $c$  که به افتخار منجمی که اولین بار متوجه آنها شد نام‌گذاری شده است. منحنیهای نور این سه نوع در شکل ۵.۱۶ نشان داده



شکل ۵.۱۶ منحنیهای نور برای سه نوع ستاره RR چنگ بیلی نشان داده شده است. تفاوت انواع  $a$  و  $b$  فقط در دامنه آنهاست. ستارگان نوع  $c$  از RR چنگ تغییرات نور تقریباً سینوسی از خود نشان می‌دهند.



شکل ۶.۱۶ رابطه میان دامنه و دوره برای سه نوع ستاره RR چنگ نشان داده شده است. انواع c کوتاهترین دوره‌ها و پایتترین دامنه‌ها را دارند. آنها تفاوت بارزی با انواع a و b دارند.

شده است. در حالی که ستارگان نوع c دارای منحنیهای نور سینوسی هستند منحنیهای انواع a و b بسیار غیرسینوسی است. تفاوت عمده انواع a و b دامنه آنهاست و بجز دامنه کوچکتر و دوره بزرگتر ستارگان نوع b این دو تفاوت دیگری ندارند. اما انواع a و c دارای تفاوت بارز هستند.

در شکل ۶.۱۶ رابطه میان دامنه و دوره ستارگان RR چنگ را نشان داده‌ایم. مجدداً گذار همواری بین ستارگان RR چنگ نوع a و نوع b مشاهده می‌شود، در حالی که ستارگان نوع c تفاوتی بارز دارند. دوره ستارگان نوع c کوتاهتر است. همه آنها دارای دوره‌های کمتر از ۱/۲ روز هستند، در حالی که برای انواع a و b دوره‌ها همگی طولانیتر از ۱/۲ روز است. معلوم شده است که ستارگان RR چنگ نوع b با مد بنیادی خود، یعنی طولانیترین دوره ممکن، می‌تپند، در حالی که ستارگان RR چنگ نوع c در آبرتن اول می‌تپند.

ستارگان RR چنگی نیز وجود دارند که دامنه تغییر نور آنها، مانند خود ستاره RR چنگ، متغیر است. این موضوع را می‌توان با در نظر گرفتن پدیده زنش چند دوره فهمید.

## ۴.۱۶ رابطه دوره-درخشندگی

ستارگان  $\delta$  ی قيفاووس به یک دلیل کاملاً متفاوت، یعنی رابطه دوره-درخشندگی شان، اهمیت بسیار

دارند. برای قیفاووسیه‌های موجود در نزدیکترین کهکشانشان خارجی، یعنی ابر بزرگ ماژلانی<sup>۱</sup>، خانم لیاویت<sup>۲</sup> دریافت که روستترین قیفاووسیه‌ها طولانیترین دوره را دارند. هنگامی که او درخشندگی قیفاووسیه‌ها را بر حسب دوره آنها رسم کرد، متوجه یک همبستگی تنگاتنگ شد. برای قیفاووسیه‌های ابر بزرگ ماژلانی می‌دانیم که همگی آنها در فاصله تقریباً یکسانی قرار دارند، زیرا قطر این کهکشانشان بسیار کوچکتر از فاصله آن از زمین است. رابطه دوره‌درخشندگی که برای قیفاووسیه‌ها در ابر بزرگ ماژلانی به دست آمد نشان داد که این رابطه، ذاتی قیفاووسیه‌هاست و می‌توان آن را برای قیفاووسیه‌های دیگر نیز به کار برد، وقتی این رابطه درجه‌بندی شود، یعنی اگر قدر مطلق یک قیفاووسی با دوره معین را بدانیم، در واقع می‌توانیم با بهره‌گیری از این رابطه دوره‌درخشندگی فاصله هر قیفاووسی با دوره اندازه‌گیری شده را تعیین کنیم. معمولاً تعیین دوره تغییرات نور چندان دشوار نیست، و قدر مطلق را می‌توان از روی رابطه دوره‌درخشندگی خواند. قدر بصری ظاهری را می‌توان اندازه گرفت و مدول فاصله را معین کرد، که تعیین می‌کند فاصله تا ابر بزرگ ماژلانی یا کهکشانشان امراةالمسلسله چقدر است.

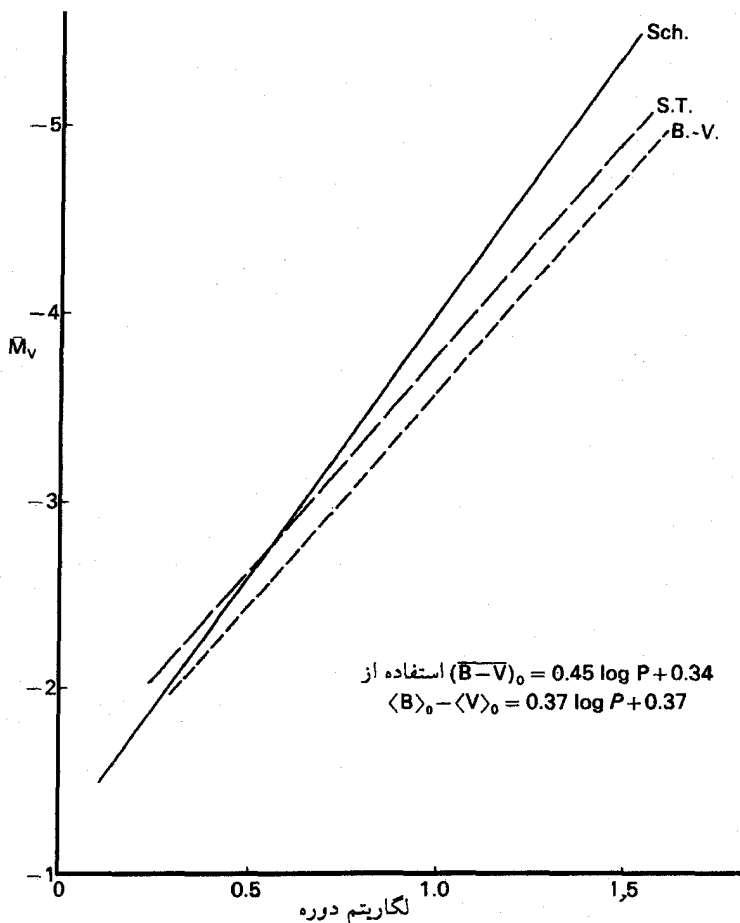
درجه‌بندی رابطه دوره‌درخشندگی را می‌توان به کمک ستارگان قیفاووسی که اعضای خوشه‌های باز در کهکشانشان ما هستند انجام داد. فاصله‌های تا این خوشه‌ها را می‌توان به کمک اختلاف منظرهای اسپکتروسکوپی، یا برازش در رشته اصلی، که در بخش ۴.۵ مطرح شد، اندازه گرفت.

رابطه دوره‌درخشندگی برای قیفاووسیه‌ها در تعیین فاصله تا نزدیکترین سیستم‌های فراکهکشانی در گروه کهکشانه‌های محلی ما اهمیت فراوان داشته است.

در شکل ۷.۱۶ رابطه دوره‌درخشندگی را که سندیج<sup>۳</sup> و تامان<sup>۴</sup> (۱۹۶۹)، اشمیت<sup>۵</sup> (۱۹۸۴)، و خود ما (۱۹۸۶)\* تعیین کرده‌ایم برای قیفاووسیه‌های جمعیت I نشان داده‌ایم. هنوز عدم قطعیت در حدود ۵ درجه‌بندی مطلق، لااقل برای قیفاووسیه‌های با دوره طولانیتر که اهمیت بیشتری دارند، وجود دارد. این قیفاووسیه‌ها درخشانترین ستارگانی هستند که می‌توان در سیستم‌های ستاره‌ای فراکهکشانی مشاهده کرد. بحث در مورد فاصله‌های دقیق خوشه‌ها هنوز ادامه دارد. مسئله اصلی، خطاهای موجود در اختلاف منظرهای مثلثاتی برای ستارگان نزدیک است که تمام تعیین فاصله‌های ما بر مبنای آنها قرار دارد. اندازه‌گیری اختلاف منظرهای مثلثاتی، اگر زاویه‌های اختلاف منظر کمتر از ۵ درجه ثانیه کمانی باشد، بسیار دشوار است!

1. Large Magellanic Cloud 2. Leavitt 3. Sandage 4. Tammann 5. Schmidt

\* در واقع یک جمله وابسته به  $B - V$  در رابطه دوره‌درخشندگی وجود دارد. ما از رابطه میانگین بین  $(B - V)$  و دوره برای حذف این جمله استفاده کرده‌ایم.



شکل ۷.۱۶ رابطهٔ میان قدرهای مطلق و دوره‌ها (رابطهٔ دوره-درخشندگی) برای قیفاووسها جمعیت I بر طبق مطالعات مختلف اخیر نشان داده شده است. ST نشانگر سندیچ، تامان ۱۹۶۹، B - V معرف بوم ویتنز ۱۹۸۶ است که رابطه سندیچ، تامان را بجز یک کاهش ۲ درجه قدری برای درخشندگی ذاتی پذیرفته است. Sch نشانگر اشمیت ۱۹۸۵، است که فاصله تا خوشه‌ها را با قیفاووسها تعیین کرده است.

چگونه می‌توان به وجود رابطهٔ دوره-درخشندگی پی برد؟ به طور مشهودی، منطقی به نظر می‌رسد که ستارگان درخشانتر، یعنی ستارگان بزرگتر، زمانی بیشتر از ستارگان کوچکتر را صرف انبساط و انقباض کنند. در واقع، دورهٔ ستارگان تپنده را یک پدیدهٔ شدید معین می‌کند. اصولاً یک موج ایستاده را مشاهده می‌کنیم. این پدیده را می‌توان با طنابی مقایسه کرد که یک سر آن به دیوار بسته شده است. اگر انتهای آزاد طناب را تکان دهید، می‌توانید تعداد محدودی امواج ایستاده با

بسامدهای کاملاً متمایز، یعنی ویژه بسامدها، را به وجود آورید. موجی که با حرکت دادن انتهای آزاد تولید می‌کنید در امتداد طناب به حرکت در می‌آید تا از انتهای ثابت آن بازتابد. ما امواج ایستاده را در صورتی مشاهده می‌کنیم که در هر نقطه معین، موج بازتابیده همان فاز موج فرودی را داشته باشد. می‌توانیم یک موج کم بسامد، یعنی مد اصلی، را مشاهده و امواج با بسامدهای بیشتر، یعنی اُترتن‌ها، را تولید کنیم. رفتار ستارگان بسیار شبیه طناب است، زیرا مرکز با چگالی زیاد آن نمی‌تواند حرکت کند. سطح ستاره، انتهای آزاد طناب است که به واسطه نوعی سازوکار برانگیختگی، به جلو و عقب حرکت می‌کند. تنها در صورتی که موج بازتابیده همان فاز موج فرودی را داشته باشد، ستاره می‌تواند یک موج ایستاده یا تپش شعاعی تولید کند. بدیهی است که زمان حرکت از خارج به طرف داخل و برگشت مجدد برای تعیین این امواج تشدیدی اهمیت بسیار دارد. زمان حرکت در ستاره تابع چگالی و دمای لایه‌بندی آن است. بدین دلیل بسامدهای تپش می‌تواند اطلاعات زیادی را درباره ساختار داخلی ستارگان در اختیار ما بگذارد.

به طور کیفی، دوره اصلی  $P$  را می‌توان از این شرط که این دوره زمان حرکت موج فشار به مرکز ستاره و برعکس است تعیین کرد، یعنی

$$P \sim \frac{2R}{C_S} \quad (۴.۱۶)$$

که  $C_S$  سرعت صورت است. با

$$C_S = \sqrt{\left(\gamma \cdot \frac{P_g}{\rho}\right)} \quad (۵.۱۶)$$

که برای گاز تک اتمی

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \sim 5/3$$

که  $C_p$  و  $C_v$  به ترتیب گرماهای ویژه در فشار و حجم ثابت هستند. در هر نقطه ستاره فشار باید وزن ماده‌ای که بالاتر از آن قرار دارد متوازن شود. برای مرکز به دست می‌آوریم

$$P_g \approx \bar{\rho} \cdot R \cdot \bar{g} \approx \bar{\rho} \cdot R \cdot \frac{GM}{R^2} = \bar{\rho} \cdot \frac{G \cdot M}{R} \quad (۶.۱۶)$$

که  $G$  ثابت گرانشی و  $M$  جرم ستاره است.  $\bar{\rho}$  چگالی میانگین و  $\bar{\rho} \cdot R$  جرم موجود در ستونی با سطح مقطع  $1 \text{ cm}^2$  در بالای مرکز است. این بدان معنی است که

$$\bar{P}_g / \bar{\rho} \sim \frac{GM}{R}$$

سپس برای دوره به دست می آوریم

$$P \sim 2R / \sqrt{\left(\gamma \cdot \frac{GM}{R}\right)} \sim \frac{2}{\sqrt{\gamma \cdot G}} \cdot \sqrt{\left(\frac{R^2}{M}\right)} \quad (7.16)$$

یا

$$P \sim \frac{2}{\sqrt{(\gamma \cdot G)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho}} \cdot \sqrt{\left(\frac{3}{4\pi}\right)} \quad (8.16)$$

یا

$$P \sim \frac{2}{\sqrt{(\gamma \cdot G)}} \cdot \sqrt{\left(\frac{3}{4\pi}\right)} \cdot \rho^{-1/2} \propto \rho^{-1/2} \quad (9.16)$$

یا

$$P = \text{const.} \cdot \rho^{-1/2} \quad (10.16)$$

برآورد کیفی فقط بستگی صحیح به چگالی را می دهد. مقدار ثابت را باید با محاسبات دقیقتر تعیین کرد. معادله (۹.۱۶) رابطه دوره درخشندگی مشاهده شده را به دست می دهد. هرچه درخشندگی، یعنی شعاع، بزرگتر باشد، چگالی کوچکتر و دوره طولانیتر است.

## ستارگان انفجاری

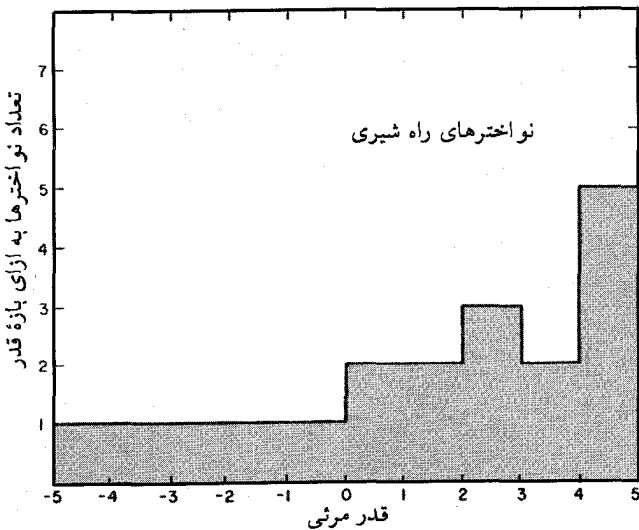
### ۱.۱۷ ابرنواختر

#### ۱.۱.۱۷ طبقه‌بندی نواختر و ابرنواختر

منجمان باستانی متوجه شده بودند که گاهی ستارگان جدید در آسمان نمایان و پس از مدتی دوباره ناپدید می‌شوند. در قرون وسطی منجمان این ستارگان را نواختر نامیدند، که در لاتین به معنی ستاره نواست. برخی از این ستارگان نو بسیار پر نور بودند، و بعدها ابرنواختر نامیده شدند. سه تا از این ابرنواخترها در دوران تاریخی مشاهده شده است: ابرنواختر تیکو براهه، که در سال ۱۵۷۲ به وقوع پیوست، ابرنواختر کیپلر که در سال ۱۶۰۴ بسیار درخشان شد، و یک ابرنواختر که منجمان چینی در سال ۱۰۵۴ مشاهده کردند. در محل ابرنواختر چینی، اکنون سحابی خرچنگ را در صورت فلکی ثور مشاهده می‌کنیم. سحابی خرچنگ هنوز با سرعت‌های حدود  $1400 \text{ km s}^{-1}$  در حال انبساط است که نشان می‌دهد انفجاری عظیم در حدود ۹۰۰ سال قبل رخ داده است.

این نواخترها و ابرنواخترها چیست‌اند؟ در چه فاصله‌های زمانی به وقوع می‌پیوندند؟ نیاکان آنها چه اجسامی هستند؟ چه عاملی سبب این انفجارهای عظیم می‌شود؟ فرق نواختر و ابرنواختر



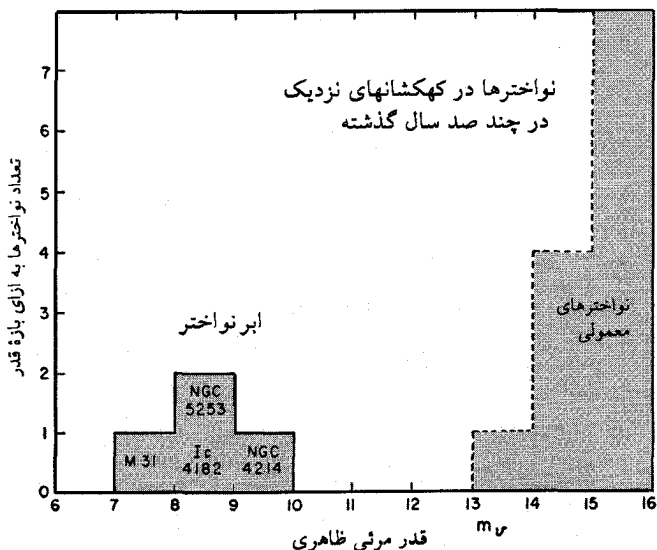


شکل ۱۰۱۷ فراوانی ستارگان "جدید" با قدر ظاهری معین برای لااقل  $70^\circ$  ستاره در کهکشان، طبق داده‌های زویکی (۱۹۶۵) نشان داده شده است.

چيست؟ آیا همه آبرنواخترها رویدادهایی مشابه هستند یا می‌توانیم بین انواع مختلف نواختر و آبراختر فرق بگذاریم؟ اینها پرسشهایی است که می‌خواهیم برای آنها پاسخی بیابیم.

هر دوی نواختر و آبرنواختر اجسامی هستند که خروجی نورشان ناگهان به اندازه چند مرتبه بزرگی زیاد می‌شود. آنها معمولاً قبل از منفجر شدن مرئی نیستند، بنابراین به صورت ستارگان جدید ظاهر می‌شوند. چون قبل از انفجار آنها را نمی‌بینیم، در واقع بجز برای آبرنواختر غیرعادی که در فوریه ۱۹۸۷ در ابر بزرگ ماژلانی کشف شد و نیای آن قبلاً به عنوان یک ابرغول Ibی B۳ طبقه‌بندی شده بود، نمی‌دانیم که نیاکان آنها چیست‌اند. این آبرنواختر بسیار غیرعادی بود، نه به خاطر اینکه ذاتاً بسیار کم‌نورتر از آبرنواخترهایی بود که قبلاً مشاهده شده بودند، بلکه به این دلیل که بستگی زمانی نور خروجی آن با سایر آبرنواخترهای شناخته‌شده تفاوت بسیار داشت. بنابراین آبرنواخترهای دیگر احتمالاً نیاکان متفاوتی داشته‌اند.

در شکل ۱۰۱۷ نموداری از زویکی<sup>۱</sup> (۱۹۶۵) را نشان داده‌ایم که فراوانی ستارگان جدید با درخشندگی بیشینه متفاوت را نشان می‌دهد. توزیع پیوسته‌ای را مشاهده می‌کنیم که آن را هم روشناییهای ذاتی و هم فاصله‌های نواخترها تعیین می‌کنند. اگر بخواهیم توزیع روشناییهای ذاتی را بدانیم باید اجسام در فاصله‌های تقریباً مساوی، مانند مثلاً نواخترها و ابرنواخترهای موجود در



شکل ۲.۱۷ فراوانی ستارگان "جدید" برای سیستمهای فراکهکشانی نزدیک با قدر بصری ظاهری معین، با توجه به داده‌های زویکی (۱۹۶۵) نشان داده شده‌اند.

امراةالمسلسله و یا ابرهای ماژلانی، را با هم مقایسه کنیم. ابر نواخترها رویدادهایی چندان متداول نیستند، بنابراین نمی‌توانیم فقط ابرنواخترهای یک کهکشان را مشاهده کنیم، بلکه باید رصدهای مربوط به کهکشانهای بسیار را در فاصله‌های تقریباً مساوی با هم ترکیب کنیم، در شکل ۲.۱۷ قدرهای ظاهری ستارگان در سیستمهای فراکهکشانی نزدیک رسم شده است. در این نمودار دو گروه را می‌توان به روشنی تشخیص داد؛ گروه روشنتر ابرنواخترها و گروه کم‌نورتر نواخترها هستند.\* نواخترها کم‌نورتر و فراوانتر هستند. آنها را به بهترین نحو می‌توان در کهکشان خود ما و کهکشانهای نزدیک مشاهده کرد. ابرنواختری که در سحابی امراةالمسلسله مشاهده شده است، و M۳۱ نامیده می‌شود، دارای قدر ظاهری بیشینه  $m_v$  بین ۷ و ۸ بود، در حالی‌که ابرنواختر ۱۹۸۷A در ابر بزرگ ماژلانی به بیشینه قدر ظاهری ۲٫۹ رسید. این ابرنواختر بسیار پرنورتر از هر ابرنواختر فراکهکشانی بود که تاکنون مشاهده شده است.

در فاصله  $700 \text{ kpc} = 7 \times 10^5 \text{ pc}$  قدر ظاهری در بیشینه نور برای ابرنواختر امراةالمسلسله (با نادیده گرفتن جذب میان‌ستاره‌ای) برابر بود با

\* به طور میانگین ابرنواخترهایی که در اینجا نشان داده شده‌اند دورتر از نواخترها هستند. بنابراین اختلاف درخشندگی ذاتی آنها از آنچه در شکل ۲.۱۷ نشان داده شده بیشتر است.

$$M_v = m_v - 5 \times 4,85 = m_v - 24,3 = 7,3 - 24,3 = -17$$

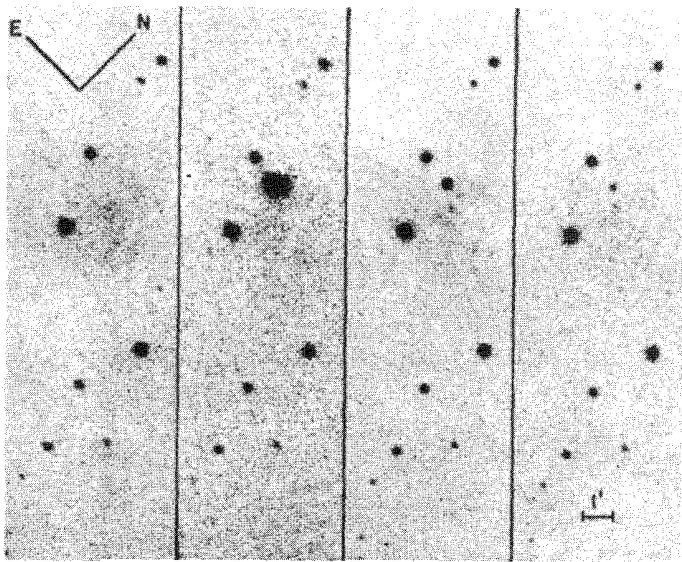
برای ابر بزرگ ماژلانی ۱۹۸۷A با مدول فاصله ۱۸,۳ در بیشینه نور مرئی، قدر مطلق زیر را به دست می‌آوریم

$$M_v = 2,9 - 18,3 = -15,4$$

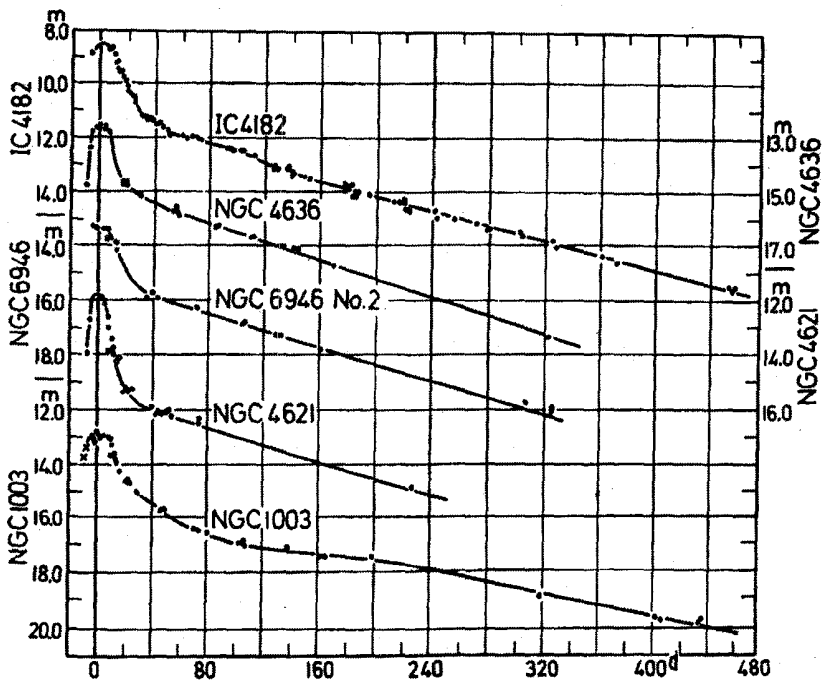
این مقدار را باید با قدر مطلق  $M_v = -8$  برای روشنترین ستاره "عادی" در کهکشان، یا قدر مطلق خورشید  $M_v = +4,8$ ، مقایسه کرد. آبرنواختر به اندازه ۲۳ قدر روشنتر، یعنی در ناحیه مرئی به روشنی  $10^9$  خورشید است. در واقع، میانگین  $M_v$  برای آبرنواختر  $1 \pm 18 - M_v$  به نظر می‌رسد. با توجه به سابقهٔ منجمان چینی، آبرنواختر ثور به بیشینه قدر بصری ظاهری حدود ۵- رسید که نشان می‌دهد در طول روز نیز قابل مشاهده بوده است. برای آبرنواختر تیکو بیشینه  $m_v$  در حدود ۴- و برای آبرنواختر کپلر در حدود ۳- بوده است. البته، فاصله‌های متفاوت و جذب در گاز و غبار میان ستاره‌ای، که به ویژه برای آبرنواختر کپلر بسیار زیاد بوده است، در این قدرها دخیل اند. روشنایی آبرنواختر بر حسب زمان به صورت نمایی کاهش می‌یابد. پس از یک تا دو سال آبرنواختر نامرئی می‌شود. روی هم رفته، چند صد آبرنواختر مشاهده شده است. متأسفانه هیچ‌کدام از آنها اخیراً در کهکشان ما رخ نداده‌اند. بیشینه روشنایی آبرنواخترهای مشاهده شده در کهکشانهای خارجی در حدود دو قدر کم نورتر از کل کهکشان است. برای کهکشانهای کوچکتر و کم نورتر، آبرنواختر می‌تواند به روشنایی همهٔ کهکشان باشد. در شکل ۳.۱۷ تصویریری از یک آبرنواختر در کهکشان خارجی IC ۴۲۸۱ را نشان داده‌ایم.

با توجه به داده‌های زویکی، که اغلب آبرنواخترها را رصد کرده است، حداقل پنج نوع مختلف آبرنواختر با توجه به منحنیهای نور آنها وجود دارد. اما، اغلب آنها متعلق به دو نوع I و II هستند. آبرنواخترها را می‌توان با توجه به شکل منحنیهای نور و یا طیف آنها از یکدیگر تمیز داد. منحنیهای نور مشاهده شده برای آبرنواخترهای نوع I در شکل ۴.۱۷ نشان داده شده است. یک آبرنواختر نوع I در طی دو سال پس از انفجار به اندازه ۱۹-۱۵ قدر کاهش می‌یابد، که در حدود ۸ قدر در هر سال است. شکل ۵.۱۷ منحنیهای نور آبرنواختر نوع II را نشان می‌دهد. این آبرنواخترها بسیار نامنظم تر از نوع I به نظر می‌رسند، اگرچه بعضی از آنها چندان متفاوت به نظر نمی‌آیند. وقتی به این منحنیهای نور می‌نگریم، باید در تغییر آنها محتاط باشیم.

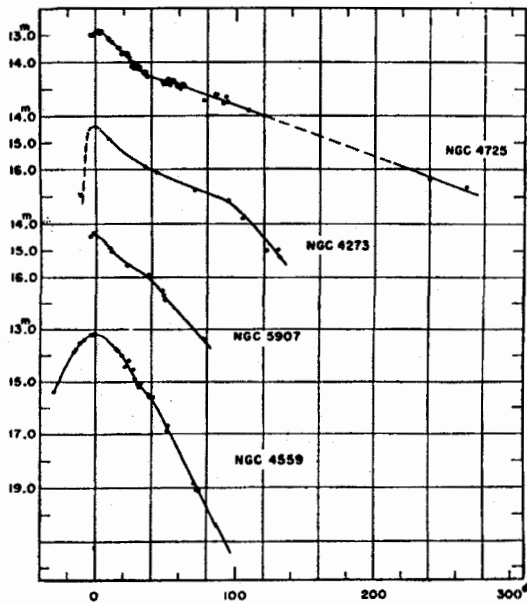
طیفهای آبرنواخترهای نوع I هنوز فهمیده نشده‌اند. آنها دارای نوارهای پهن هستند (نگاه کنید به شکل ۶.۱۷) و تصمیم‌گیری در این مورد که نواحی روشن مربوط به خطهای گسیلی هستند یا نوارهای



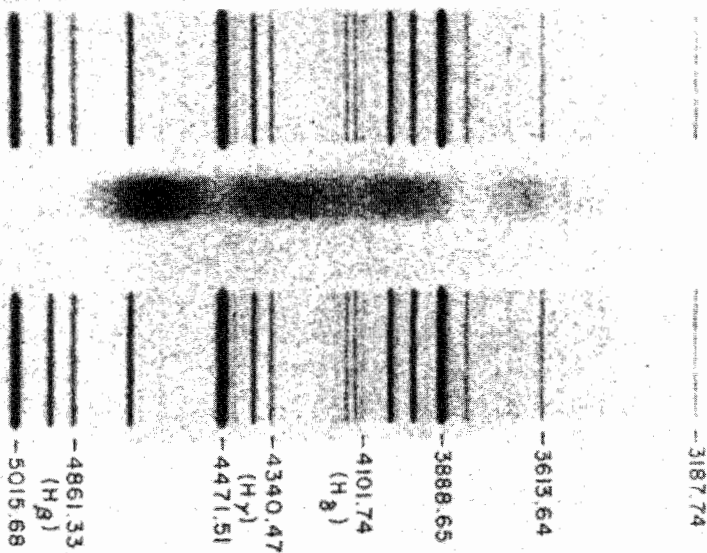
شکل ۳.۱۷ دو تصویر از کهکشان کم نور IC ۴۲۸۱ نشان داده شده است. یکی قبل از انفجار آبرنواختر و یکی پس از وقوع آبرنواختر.



شکل ۴.۱۷ منحنیهای نور مشاهده شده برای آبرنواختر نوع I نشان داده شده است. نامهای آبرنواخترها داده شده اند.



شکل ۵.۱۷ منحنیهای نور برای ابرنواخترهای نوع II.

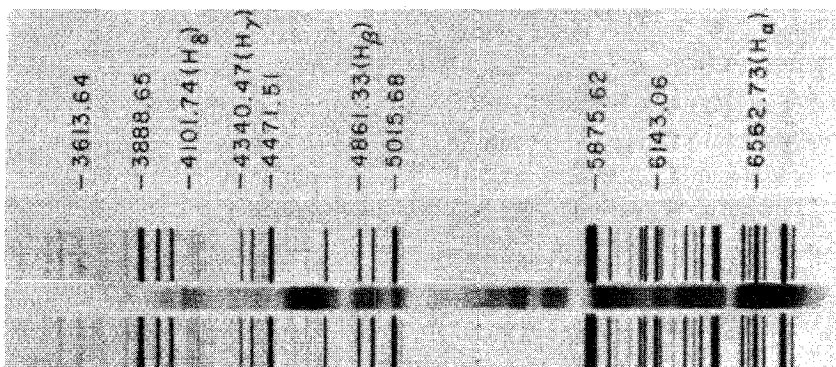


شکل ۶.۱۷ طیف یک ابرنواختر نوع I را نشان داده ایم. تصمیم‌گیری در این مورد که نوارهای جذبی پهن در یک طیف پیوسته را مشاهده می‌کنیم، یا نوارهای گسیلی پهن در یک پیوستار بسیار پایینتر را، دشوار است. طیفهای مقایسه‌ای با خطهای گسیلی هیدروژن و هلیم در هر دو طرف طیف ابرنواختر نشان داده شده‌اند.

تاریک جذبی در یک پیوستار روشن دشوار است. احتمالاً، هر دوی خطهای جذبی و گسیلی را داریم. به نظر می‌رسد که در آبرنواخترهای نوع I خطهای جذبی پهن عناصر سنگین را می‌بینیم، در حالی‌که در آبرنواخترهای نوع II خطهای روشن هیدروژن را شناسایی می‌کنیم طبقه‌بندی جدید بین دو نوع Ia و Ib تفاوت قائل می‌شود. در آبرنواختر نوع Ib خطوط HeII مشاهده می‌شوند. اگر پهنای خطوط را ناشی از انتقال دوپلر در نظر بگیریم، به سرعت‌های تا  $20000 \text{ km s}^{-1}$  یا  $12000 \text{ mile s}^{-1} \sim$  دست می‌یابیم. با این سرعت ماده نیمی از پیرامون زمین را در یک ثانیه طی می‌کند. به نظر می‌رسد که ما شاهد انفجارهای عظیم هستیم.

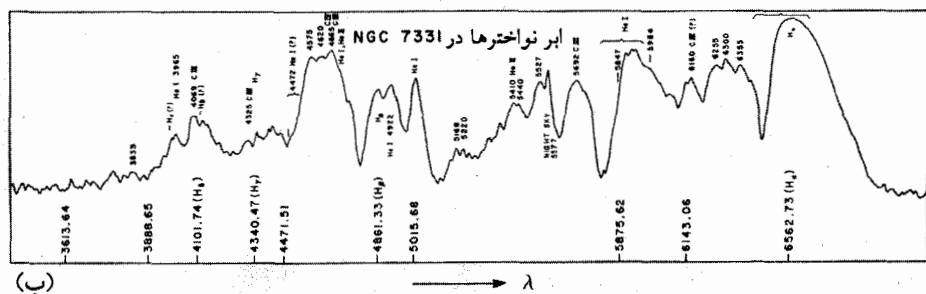
چند روز پس از رسیدن به بیشینه نور، توزیعهای انرژی کلی طیف شبیه طیف یک آبرغول با دمای حدود  $10000 \text{ K}$  در بیشینه است که پس از دو تا سه هفته به  $5000 \text{ K}$  تا  $6000 \text{ K}$  کاهش می‌یابد. شکل ۷.۱۷ طیف آبرنواختر نوع II را نشان می‌دهد. خطهای پهن  $H\beta$ ،  $H\gamma$ ، و  $H\delta$  مشاهده می‌شوند. پهنای خطوط نیز زیاد و متناظر با سرعت‌های تا حدود  $10000 \text{ km s}^{-1}$  است. ظاهراً سرعتها با گذشت زمان کم می‌شوند. هنوز معلوم نیست که علت این امر کندشدن حرکت است یا اینکه با کم شدن سرعتها به تدریج لایه‌های عمیقتری را می‌بینیم.

آبرنواختر ابر بزرگ ماژلانی نیز دارای خطهای هیدروژن و هلیوم بود. خطوط هیدروژن در ابتدا به طرف آبی طیف منتقل شده بودند، که متناظر با انتقالهای دوپلر  $20000 \text{ km s}^{-1}$  بود، ولی تا سرعت‌های  $10000 \text{ km s}^{-1}$  کند شدند و به مدت چند هفته در همین سرعت باقی ماندند. در چند روز اول، توزیع انرژی کلی این آبرنواختر شبیه یک ستاره داغ بود، اما فرورفتگیهای پهن



(الف)

شکل ۷.۱۷ (الف) طیف آبرنواختر نوع II مشاهده می‌شود. خطهای جذبی قوی مربوط به هیدروژن و هلیوم هستند که در طیف آزمایشگاهی مقایسه‌ای در کنار طیف ستاره‌ای دیده می‌شوند.



شکل ۷.۱۷ (ب) شدتهای  $I_{\lambda}$  در طیف نوع II آبرنواختر بر حسب طول موج  $\lambda$  نشان داده شده است. خط گسیلی پهن  $H\alpha$  در  $6562,7\text{\AA}$  را می‌توان به خوبی تشخیص داد، همین‌طور خط گسیلی  $He I$  در  $6671,8\text{\AA}$ .

و عمیقی داشت که ظاهراً برهم نهاده شده بودند.

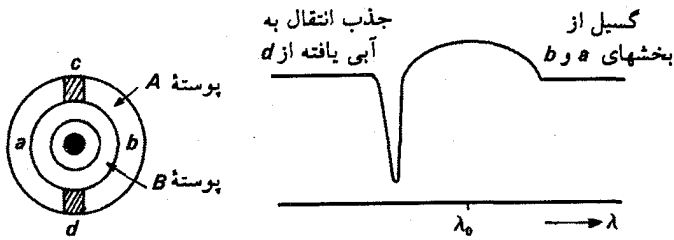
به نظر می‌رسد که آبرنواختر دیگری نیز وجود داشته که اندکی قبل از رسیدن نور به بیشینه مشاهده شده است و توزیع کلی انرژی آن دمای حدود  $20000\text{ K}$  را نشان می‌دهد. در بیشینه نور ظاهراً دما به  $10000\text{ K}$  فرو افتاده، اما خطی مشاهده نشده است.

گویا آبرنواختر بسیار داغ می‌شود و سپس شروع به انبساط می‌کند و سطح آن احتمالاً به واسطه انبساط خنک می‌شود.

پس از بیشینه، آبرنواختر نسبتاً خنک به نظر می‌رسد، بنابراین بررسیهای اخیر کوشیده‌اند تا نوارهای جذبی عمیق و پهن را به خطهای  $FeII$ ,  $Ca II$ ,  $Na I$ ,  $Mg II$ ، و غیره نسبت دهند که معمولاً در ستارگان با دمای کم در دماهای حدود  $5000\text{ K}$  تا  $10000\text{ K}$  مشاهده می‌شوند. به نظر می‌رسد که این کوشش در جهت توجیه طیف تا اندازه‌ای موفقیت‌آمیز بوده است.

پس از  $10^7$  روز، شعاع پوسته پرتاب شده در حدود  $60\text{ AU} = 10^{15}\text{ cm} = 10^{16}\text{ cm s}^{-1} \cdot 10^6\text{ s}$  است، که بیشتر از فاصله خورشید تا پلوتون است. اگر انفجار از ستاره‌ای با مثلاً  $10 R_{\odot}$  آغاز شده باشد. در این صورت شعاع با ضریب  $1200$  افزایش یافته است.

در شکل‌های ۸.۱۷ و ۹.۱۷ هندسه انبساط نشان داده شده است. در آغاز کسر نسبتاً بزرگی از ماده (بخش  $d$ )، در تصویر در حدود  $10\%$ ، در جلوی ستاره است و می‌تواند نور را جذب کند. ستاره بخش متناظر  $c$  در پشت خود را پوشانده است و در نتیجه این بخش نامرئی است. مواد دو طرف ستاره (بخشهای  $a$  و  $b$ ) در یک خط جذبی سهم‌اند. این ماده عمود بر خط دید حرکت



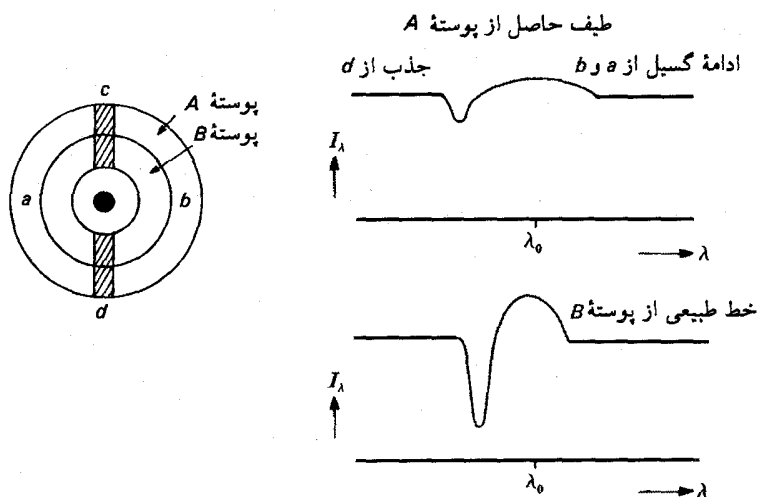
شکل ۸.۱۷ در ابتدای انبساط ابرنواختر ماده موجود در پوسته خارجی (پوسته A) نسبتاً چگال است. ماده بسیاری در بخش  $d$  در جلوی ستاره وجود دارد که نور ناشی از لایه عمیقتر را جذب کند و خط جذبی انتقال یافته به آبی را به وجود می آورد. بخشهای  $a$  و  $b$  نمی توانند در خط جذبی سهیم باشند؛ آنها فقط می توانند نور گسیل کنند، و یک خط جذبی را به وجود آورند. این بخشها به طور متوسط عمود بر خط دید حرکت می کنند، بنابراین خط گسیلی پهن می شود ولی انتقال نمی یابد. خطهای گسیلی دارای انتقال به سرخ از بخش  $c$  گسیل می شوند، اما ستاره راه آنها را سد می کند. نمایه خط جذبی-گسیلی پیش بینی شده در طرف راست شکل نشان داده شده است. این نوع نمایه خط در ابتدا برای ستاره P دجاجة<sup>۱</sup> مشاهده شد (که ابرنواختر نیست) و بنابراین خطوط P دجاجة نامیده شدند. در شکل ۱۰.۱۷ بخشی از طیف این ستاره را نشان داده ایم.

می کند و در نتیجه خطوط جذبی دارای انتقال دوپلر نیستند. نمایه خط پیش بینی شده به صورت کیفی در طرف راست شکل ۸.۱۷ نشان داده شده است. پوسته B در زیر پوسته A فقط در زمینه ای که A در جذب دیده می شود سهیم است.

اندکی بعد وضعیتی را داریم که در شکل ۹.۱۷ نشان داده شده است. پوسته A به اندازه ای منبسط شده است که بخش کوچک  $d$  در مقابل ستاره است و می تواند نور ستاره را جذب کند. چگالی به میزان قابل ملاحظه ای کاهش یافته است. پوسته A سهم اندکی در جذب و گسیل دارد. پوسته A اکنون شفاف است و پوسته B قابل مشاهده است. سرعت پوسته B از پوسته A کمتر است، بنابراین خطوط جذبی ناشی از پوسته B دارای انتقال دوپلر کوچکتری هستند و طیف انتقال کوچکتری را در جذب و گسیل از خود نشان می دهد، اگرچه انبساط در واقع کند نشده است. این موضوع فقط نشان می دهد که در تفسیر تغییرات انتقال سرعت خطوط جذبی و گسیلی باید محتاط بود.

در شکل ۱۰.۱۷ طیف ستاره P دجاجة را نشان داده ایم، که یک ابرنواختر نیست، اما دارای یک پوسته در حال انبساط است، ولی سرعتهای مربوط به این ستاره بسیار کوچکترند. ما ترکیب



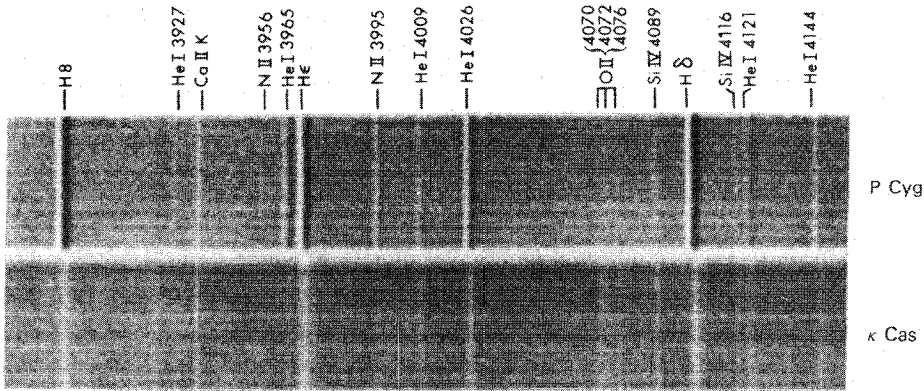


شکل ۹.۱۷ هندسه انبساط آبرنواختر در مرحله بعد نشان داده شده است. پوسته A انبساط بسیار یافته و به واسطه چگالی اندک شفاف شده است. اکنون ماده بسیار کمتری در بخش  $d$  در مقابل ستاره وجود دارد، که می‌تواند باعث یک خط جذبی انتقال یافته به آبی شود. پوسته عمیق بعدی  $B$  اکنون سهم اصلی را در گسیل و جذب دارد. سرعت پوسته  $B$  کمتر از  $A$  است. نمایه پیش‌بینی شده برای پوسته‌های  $A$  و  $B$  در طرف راست نشان داده شده‌اند. نمایه خط مشاهده شده برهم‌نهی این نمایه‌هاست.

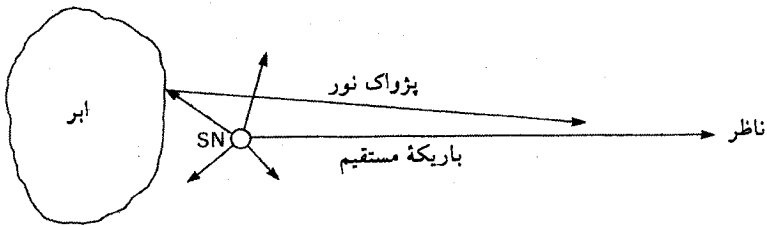
نوعی خطوط جذبی و گسیلی را مشاهده می‌کنیم.

شکل ۱۱.۱۷ نشان می‌دهد که در تفسیر خروجی نور یک ابرنواختر باید محتاط باشیم. آبرنواختر می‌تواند در مجاورت ابرهای گرد و غبار باشد. در هنگام انفجار ابرنواختر، نور در همه جهتها گسیل می‌شود. در ابتدا، فقط نوری را می‌بینیم که در جهت ما گسیل شده است (نگاه کنید به شکل ۱۱.۱۷). سپس ممکن است نوری را که از ابر مجاور بازتابیده است هم ببینیم. در این صورت یک به اصطلاح پژواک نوری را مشاهده می‌کنیم.

۲.۱.۱۷ برآورد سن و فاصله باقیمانده‌های آبرنواختر و اتلاف جرم آبرنواختر  
 اگر جرم پرتاب شده با این سرعت منبسط شود، باید بتوانیم رشد پوسته را مشاهده کنیم. فرض کنید که ابرنواختر در فاصله  $2000 \text{ pc}$ ، یعنی فاصله احتمالی سحابی خرچنگ، باشد. پس پوسته‌ای به قطر  $1 \text{ AU}$  دارای قطر زاویه‌ای  $1/2000$  ثانیه کمانی خواهد بود. (در فاصله  $1 \text{ pc}$ ، قطر  $1 \text{ AU}$ ، با توجه به تعریف  $\text{pc}$ ، دارای قطر زاویه‌ای  $1$  ثانیه کمانی است.) با سرعت انبساط



شکل ۱۰.۱۷ یک بازه کوچک طول موج طیف ستاره Be (یعنی ستاره B با خطهای گسیلی) در P دجانه نشان داده شده است، که نمایه‌های خط گسیلی-جذبی مشاهده شده برای پوسته گازی اطراف ستاره را نشان می‌دهد. برای مقایسه طیف ستاره  $\kappa$ ی ذات‌الکرسی<sup>۱</sup> نیز نشان داده شده است.



شکل ۱۱.۱۷ تغییر خروجی نور آبرنواختر پس از بیشینه نور را تنها خروجی نور خود آبرنواختر تعیین نمی‌کند، بلکه نور بازتابیده از ابرهای گرد و غبار مجاور، یعنی به اصطلاح پژواک نوری، نیز می‌تواند در آن دخیل باشند.

سال، در صورتی که سرعت ثابت باقی بماند، دارای شعاع  $3 \times 10^{16}$  cm، یا ۲۰۰۰ AU خواهد شد. این شعاع در فاصله ۲۰۰۰ pc متناظر با ۱ ثانیه کمانی است. در واقع، مشاهده شده است که سرعت انبساط خرچنگ کاهش می‌یابد. به عنوان مثال، سرعت انبساط فعلی سحابی خرچنگ در حدود  $1400 \text{ km s}^{-1}$ ، یا  $5 \times 10^{15} \text{ cm} \cdot \text{year}^{-1}$  است. پس از ۱۰۰۰ سال، سحابی دارای شعاع  $5 \times 10^{18}$  cm یا ۱۷ pc، یا  $3 \times 10^5$  AU خواهد شد. در فاصله ۲۰۰۰ pc،

این متناظر با حدود  $15^\circ$  ثانیه کمانی است. شعاع واقعی حدود  $18^\circ$  ثانیه کمانی است، که نشان می‌دهد سرعت در طی  $95^\circ$  سال کاهش یافته است. در واقع، اگر سحابی خرچنگ در فاصله  $2000 \text{ pc}$  باشد، سرعت متوسط برابر  $2000 \text{ km s}^{-1}$  بوده است. سرعت متوسط به سختی می‌تواند کمتر از  $14000 \text{ km s}^{-1}$  فعلی باشد، بنابراین سحابی خرچنگ باید در فاصله‌ای بیش از  $d \geq 14000 \text{ pc}$  قرار داشته باشد.

می‌توان از این روش به صورتی دقیقتر برای تعیین فاصله تا سحابی خرچنگ و در نتیجه قدر مطلق بیشینه آبرنواختر خرچنگ استفاده کرد. انبساط فعلی سحابی در حدود  $222^\circ$  ثانیه کمانی در سال است. سرعت شعاعی، یعنی عمود بر جهتی که انبساط را اندازه می‌گیریم، اندازه‌گیری شده و  $1450 \text{ km s}^{-1}$  است. اگر سرعت در دو جهت عمود بر یکدیگر یکسان باشد، خرچنگ باید در فاصله  $1380 \text{ pc}$  باشد. در این فاصله، آبرنواختر ذاتاً بسیار پر نور نیست، بلکه فقط دارای  $M_V = -15.7$  است، اگر هیچ جذب میان‌ستاره‌ای وجود نداشته باشد، با جذب میان‌ستاره‌ای با قدر  $1.5$ ، که منطقی به نظر می‌رسد، یک قدر مطلق  $17.2 -$  به دست می‌آید.

به هر حال، انبساط می‌تواند دارای تقارن کروی نباشد. اگر سرعت انبساط عمود بر خط دید  $125$  برابر سرعت شعاعی در خط دید باشد، فاصله  $1730 \text{ pc}$  می‌شود. در این فاصله، منطقی است فرض کنیم جذب میان‌ستاره‌ای آبرنواختر را در حدود  $2$  قدر کم‌نور می‌کند. با این فرض، قدر مطلق بیشینه آبرنواختر خرچنگ  $M_V = -18.2$  به دست می‌آید، که نزدیک به بیشینه روشنایی است که برای سایر آبرنواخترهای فراکهکشانی نوع I مشاهده شده است.

از روی منحنیهای نور بازسازی شده محتمل به نظر می‌رسد که نواختر چینی و نواخترهای کپلر و تیکو همه آبرنواخترهای نوع I بوده باشند. از قرار معلوم نوعی پخش‌شدگی در بیشینه  $M_V$  برای آبرنواخترهای نوع I وجود دارد. پر نورترین آنها را نوع Ia می‌نامند. چون همه آبرنواخترهای کهکشانی کم‌نورتر از آن هستند که بتوان آنها را نوع Ib در نظر گرفت و یا شاید مانع زیادتری در مقابل آنها وجود داشته است یا از آنچه که فکر می‌کنیم دورترند.

چه مقدار جرم در یک چنین انفجار آبرنواختری پرتاب می‌شود؟ از روی نوری که سحابی خرچنگ اکنون گسیل می‌کند، می‌توان برآوردی از جرم درخشان به عمل آورد که گستره  $3.5 M_\odot < M < 35 M_\odot$  را به دست می‌دهد، و اطلاعات چندانی در اختیارمان نمی‌گذارد، بجز اینکه این کسر ناچیزی از جرم آبرنواختر نیست. بخشی از جرم درخشان سحابی از محیط میان‌ستاره‌ای جارو شده است. اگر چگالی  $1$  اتم هیدروژن در  $\text{cm}^3$  باشد جرم افزوده شده  $2 M_\odot$  بوده است. بیشتر این جرم احتمالاً ناشی از انفجار آبرنواختر است.

## ۳.۱.۱۷ منشأ آبرنواخترها

متأسفانه قبل از انفجار آبرنواختر در ابر بزرگ ماژلانی، هیچ کس آبرنواختری را مشاهده نکرده بود. در این مورد، ستاره موجود در محل آبرنواختر قبلاً رصد و سندولیاک<sup>۱</sup> آن را به عنوان آبرغول B<sup>۳</sup> Ib طبقه بندی کرده بود. این آبرنواختر روشنایی آن را در حدود ۱۰ قدر افزایش داد. برای سایر آبرنواخترها فقط برآوردهای خام امکان پذیر است. چون پر نورترین ستارگان عادی دارای  $M_V = -8$  هستند، آبرنواختر باید روشنایی آن را به اندازه حداقل ۱۰ قدر، و احتمالاً بسیار بیشتر، افزایش دهد. اگر آبرنواختر خرچنگ در بیشینه دارای  $M_V = -8$  می بود، برای آن  $m_V = -5$ ، و در نتیجه قبل از آبرنواختر دارای  $+6 = 11 + m_V$  بوده است. یک منجم آزموده به سختی می تواند آن را با چشم غیر مسلح ببیند، و امکان رصدنشدن آن وجود داشته است. این واقعه ثبت نشده است، احتمالاً به علت کم نوری قابل مشاهده نبوده است. سایر آبرنواخترهای کهکشانی دورتر بوده اند و در نتیجه غبار میان ستاره ای مانع از مشاهده آنها شده است. گالیله تلسکوپي داشت، اما ظاهراً آبرنواختری را قبل از درخشان شدن ناگهانی آن مشاهده نکرده است. نمی دانیم که آیا می توانسته چنین چیزی را ببیند. او آبرنواختر کپلر را هنگامی مشاهده کرد که درخشان شده بود.

سه آبرنواختر در کهکشانهای نزدیک مشاهده شده اند. از مقایسه با پر نورترین ستاره های این کهکشانها، قدر مطلق بصری  $M_V = -18 \pm 1$  به دست آمده است.

اگر بتوانم بفهمیم که آبرنواخترها مربوط به کدام نوع ستاره هستند، می توانیم اطلاعاتی در باره جرم پیش آبرنواختری آنها به دست آوریم. قبلاً دیدیم که ستارگان پیر در خوشه های گویسان دیده شده اند و همه آنها جرمی کمتر از جرم خورشید دارند. کهکشانهای بیضوی عمدتاً از این ستارگان پیر تشکیل شده اند. از طرف دیگر، ستارگان جوان پر جرم بیشتر در بازوهای مارپیچی کهکشانها یافت می شوند، البته همراه با ستارگانی با جرم کمتر. اگر پیش آبرنواخترها ستارگان پر جرم باشند، شاید انتظار داشته باشیم که با خوشه های ستارگان جوان مرتبط باشند. زویکی در انستیتوی فناوری کالیفرنیا اولین کسی بود که جستجوی سازمان یافته آبرنواخترها را آغاز کرد. او کارهای آماری را با ۱۱۱ آبرنواختری که تا سال ۱۹۶۵ رصد شده بودند انجام داد. او دریافت که در حدود ۲۶٪ همه آبرنواخترهای نوع I در کهکشانهای بیضوی، یعنی در میان ستارگان پیر رخ داده است. سایر آبرنواخترهای نوع I در کهکشانهای مارپیچی و نامنظم با حدود نسبت تعداد کهکشانهای موجود به وقوع پیوسته است. در کهکشانهای مارپیچی، آبرنواخترها بیشتر در بخشهای خارجی یافت می شوند. چون تعداد نسبتاً زیادی از آبرنواخترها در کهکشانهای

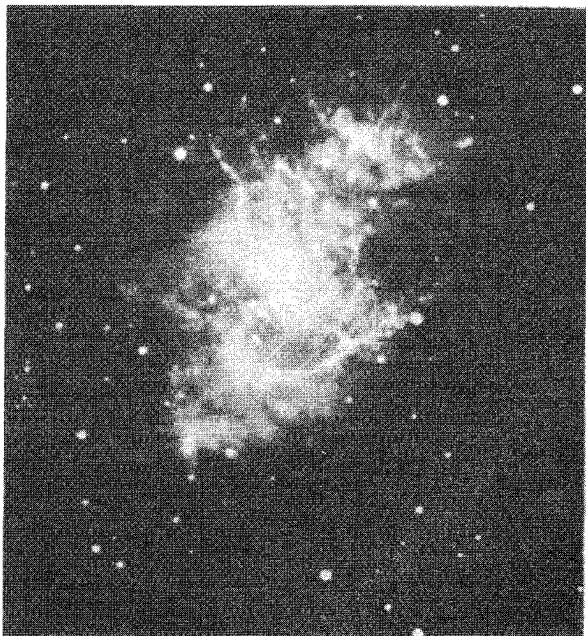
بیضوی به وقوع می‌پیوندند، پس باید متعلق به جمعیت پیر باشند. نیاکان آنها احتمالاً ستارگان کم جرم‌اند.

چنین به نظر می‌رسد که آبرنواخترهای نوع II در کهکشانهای بیضوی، مشاهده نشده‌اند، البته این موضوع هنوز کاملاً ثابت نشده است. طبقه‌بندی گاهی دشوار است؛ تعدادی آبرنواختر را که در کهکشانهای بیضوی دیده شده‌اند نمی‌توان به خوبی طبقه‌بندی کرد زیرا رصدهای کافی وجود ندارد. گرچه در حال حاضر کاملاً معلوم نیست، اما به نظر می‌رسد که آبرنواخترهای نوع II در کهکشانهای بیضوی وجود ندارند، که نشان می‌دهد آنها متعلق به جمعیت ستاره‌ای جوان و احتمالاً دارای نیاکان پر جرم هستند. در بخش خارجی کهکشانهای مارپیچی آبرنواخترهای نوع II اغلب مربوط به مناطقی هستند که حاوی ستارگان پر جرم O و B است. اگر در واقع نیاکان آنها ستارگان با جرم  $5 - 20 M_{\odot}$  باشد، (نیای آبرنواختری LMC<sup>۱</sup> ظاهراً دارای  $15 M_{\odot}$  بوده است) باید چند انفجار آبرنواختری در خوشه پروین و خوشه‌های هیادا رخ داده باشد. آیا انتظار داریم که بقایای آنها را ببینیم؟ سن قدیمیترین بقایایی را که می‌بینیم چقدر است؟ گمان می‌رود که بعضی سحابیهای کروی مانند حلقه دجاجه، سحابی چادر<sup>۲</sup>، بقایای بادبان<sup>۳</sup>، یا سحابی گام<sup>۴</sup>، در واقع بقایای آبرنواختر باشند. (نگاه کنید به شکل‌های ۱۲.۱۷ و ۱۳.۱۷).

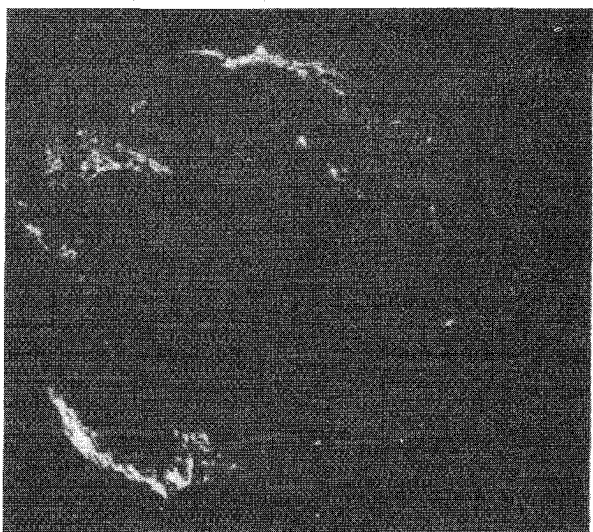
اگر نیاکان آبرنواخترهای نوع II ستارگان پر جرم باشند، آیا نباید انتظار داشته باشیم که این آبرنواخترها یا لااقل بقایای آنها در خوشه‌های جوان کهکشانی با تعداد زیادی ستاره جوان ببینیم؟

همان‌طور که قبلاً بحث شد، از روی شعاع و سرعت‌های شعاعی مشاهده‌شده می‌توان سن بقایا را برآورد کرد. مقدار آنها در حدود  $10^5 - 10^4$  سال است، و هیچ‌کدام پیرتر از  $10^5$  سال نیستند. اگر لااقل پنج ستاره پر جرم در خوشه پروین وجود داشت که می‌توانست در طول عمر  $10^8$  سال آبرنواختر شود، باید یک آبرنواختر در هر  $10^7$  سال وجود داشته باشد. بنابراین احتمال مشاهده بقایای آن اکنون ۱ در  $10^0$  است، که با این واقعیت که هیچ چیزی را نمی‌بینیم سازگار است. تعداد کافی خوشه جوان در اطراف ما وجود ندارد تا بتوانیم یک آبرنواختر را در خوشه‌ای ببینیم. بنابراین، اطلاعات چندانی در این مورد نداریم.

به هر حال، خوشه‌های پر جمعیت جوان در LMC وجود دارند. پس شاید این شانس را داشته باشیم که آبرنواختری در یکی از آنها به وقوع پیوندند. مطالعه اثرات آن بر روی سایر ستارگان خوشه جالب توجه است. آبرنواختر LMC مشاهده شده در یک خوشه نبود.



شکل ۱۲.۱۷ سحابی خرچنگ (در صورت فلکی ثور) نشان داده شده است. در حوالی مرکز سحابی دو ستاره نزدیک به هم وجود دارد. ستاره سمت راست پایینی دارای یک طیف پیوسته بدون ویژگی خاص است. این ستاره یک تپاختر است.



شکل ۱۳.۱۷ سحابی رشته‌ای در دجاجة نشان داده شده است. گمان می‌رود که این سحابی بقایای یک آبرواختر قدیمی باشد.

### ۴.۱.۱۷ بررسی انرژی در انفجارهای آبرنواختر

چه مقدار انرژی در یک انفجار آبرنواختر دخیل است؟ این انرژی چگونه تأمین می‌شود؟

هیجان‌انگیزترین چیز در مورد آبرنواخترها خروجی انرژی عظیم آنهاست. اگر قدر مطلق بصری آنها  $M_v \sim -19$  باشد، با مقایسه با قدر مطلق بصری خورشید  $M_v \sim +5$ ، مشاهده می‌کنیم که خروجی نور مرئی آبرنواختر در حدود  $10^{49}$  برابر خورشید است. با توجه به اینکه دمای آبرنواختر  $T \geq 10000 \text{ K}$  است و در نظر گرفتن تصحیح تابش سنجی حدود  $4$  در، درمی‌یابیم که آبرنواختر در بیشینه دارای درخشندگی متناظر با حداقل  $10^{10}$  خورشید است.

این با ضریب  $10^6$  کمتر از درخشندگی کل کهکشان است. قبلاً دیدیم که یک آبرنواختر در بیشینه فقط در حدود دو قدر کم‌نورتر از یک کهکشان پرنور است.

پس درخشندگی در بیشینه  $10^{44} - 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  است، که به معنی خروجی انرژی مرئی  $10^{50} - 10^{49} \text{ erg}$  است. معمولاً فرض می‌شود که خروجی انرژی به صورت فوتون‌ها حتی زیادترباشد، و فوتون‌هایی که پس از انفجار آبرنواختر LMC مشاهده شدند مؤید این مطلب بودند.

اگر یک ستاره هیدروژن خود را بر اثر همجوشی هسته‌ای به هلیوم تبدیل می‌کرد، در حدود  $7\%$  جرم آن به انرژی تبدیل می‌شد و کل انرژی آزادشده برابر می‌بود با (نگاه کنید به جلد سوم)

$$E_{\text{هسته‌ای}} = 7 \times 10^{-3} \cdot c^2 \cdot M$$

که  $M$  جرم هیدروژن موجود در ستاره است. برای خورشید این مقدار برابر است با

$$E_{\text{هسته‌ای}\odot} = 1.3 \times 10^{52} \text{ erg}$$

آبرنواختر در یک انفجار، تقریباً کل انرژی هسته‌ای موجود در ستاره‌ای به جرم  $1 M_{\odot}$  را در  $10^2$  روز آزاد می‌کند. اما با شناخت فعلی ما، انفجار آبرنواختر در پایان تحول ستاره‌ای رخ می‌دهد و در نتیجه بیشتر انرژی هسته‌ای قبلاً مصرف شده است. پس باید چشمه انرژی دیگری وجود داشته باشد. انرژی گرانشی که یک ستاره در هنگام رمبش از ابرگرد و غبار به ستاره‌ای به شعاع  $R$  آزاد می‌کند برابر است با

$$E_g \approx \frac{GM^2}{R}$$

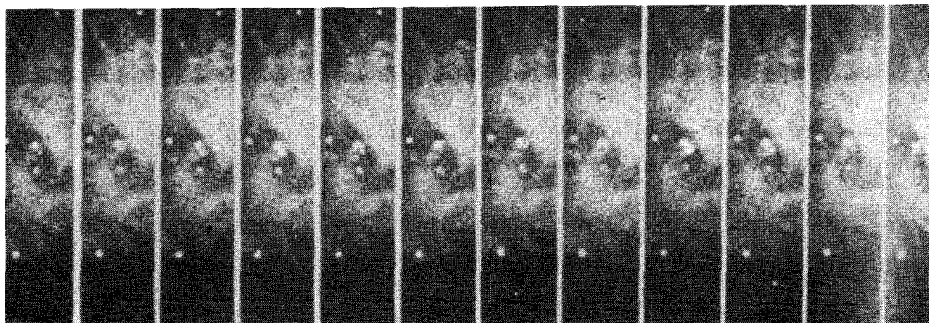
که برای خورشید  $10^{48} \text{ erg}$  به دست می‌آید، که مجدداً برای یک آبرنواختر کافی نیست. اما، اگر خورشید به صورت یک کوتوله سفید با شعاع  $10^8$  بار کوچکتر از شعاع خورشید در

می‌آید، انرژی گرانشی آزادشده برابر  $10^{50}$  erg می‌شود. و این به انرژی آزادشده در یک ابرنواختر نزدیکتر است. اگر خورشید به صورت یک ستاره نوترونی با شعاع  $R \leq 7 \text{ km} = 7 \times 10^6$  در می‌آید، کل انرژی گرانشی آزادشده  $\geq 10^{52}$  erg می‌شود. رُمبش گرانشی یک ستاره معمولی به یک ستاره نوترونی می‌تواند انرژی کافی و حتی بیش از انرژی مشاهده‌شده در یک انفجار ابرنواختر را تأمین کند. در واقع این تنها چشمه انرژی شناخته شده است که می‌تواند انرژی کافی را تأمین کند.

### ۵.۱.۱۷ تپ‌اختر خرچنگ

آیا یک پیش ابرنواختر به یک ستاره نوترونی می‌رمبد؟ تنها راه پاسخ به این پرسش نگاه کردن به بقایای ابرنواختری چون خرچنگ است. در مرکز سحابی خرچنگ دو ستاره می‌بینیم (نگاه کنید به شکل ۱۲.۱۷). یکی از آنها یک ستاره عادی F است. ستاره دیگر پیوستاری آبی بدون هیچ ویژگی بارز گسیل می‌دارد. مدتی است که گمان می‌رود این ستاره بقایای یک انفجار ابرنواختر باشد. تأیید واقعی این موضوع وقتی انجام گرفت که معلوم شد این ستاره یک تپ‌اختر است. یعنی وقتی مشاهده شد که گسیل نور از آن به صورت تپی و با دوره  $1/30$  ثانیه است. این تپها نخست در طول موجهای رادیویی آشکارسازی شدند، اما بعداً در ناحیه مرئی نیز مورد تأیید قرار گرفتند.

در شکل ۱۴.۱۷ یک رشته تصاویر سحابی خرچنگ را که در فازهای مختلف چرخه تپ گرفته شده‌اند نشان داده‌ایم. اولین تصویر ظاهراً اندکی پس از فاز قطع تپها گرفته شده است،



شکل ۱۴.۱۷ یک دنباله زمانی از تصاویر زوج مرکزی ستارگان در سحابی خرچنگ بر حسب فاز در چرخه تپ نشان داده شده است. اختلاف زمان تصاویر  $1/10$  ثانیه است (نورگیری مکرر در چرخه‌های متوالی برای دریافت نور کافی ضروری است). در حالی که نور ستاره F ثابت می‌ماند، تپ‌اختر قطع و وصل می‌شود.



سومین، چهارمین، نهمین و دهمین تصویر در طول فازهای برقراری تپها گرفته شده‌اند. ستاره با طیف ستاره‌ای F همواره مرئی است، اما ستاره‌آبی دارای طیف بدون ویژگی بارز پدیدار و ناپدید می‌شود، و نشان می‌دهد که نور در هر ثانیه  $30^\circ$  بار قطع و وصل می‌شود. چون دوره این تپها از زمان تفکیک چشمان ما،  $1/16$  ثانیه، کوتاهتر است، این درخشهای نور آشکارسازی نشدند تا اینکه منجمان رادیویی گیرنده‌های با تفکیک زمانی بالا را ساختند و به کمک آنها توانستند این تپهای کوتاه امواج رادیویی را آشکار سازند.

بین تپهای اصلی همواره میان تپهای کوچکتری وجود دارند. هر تپ به تپهای کوچک بسیاری با مقیاس زمانی کوچک تقسیم شده است. تپ اصلی به صورت بسیار منظم رخ می‌دهد. دوره آن کاملاً خوش‌تعریف و بدون هیچ بی‌نظمی است. تنها پدیده چنین منظمی که می‌شناسیم دوران است. اما این بدان معنی است که ستاره باید در هر ثانیه  $30^\circ$  بار بچرخد. برای چنین دوران سریعی باید از خود بی‌رسیم، چطور ستاره می‌تواند یکپارچه باقی بماند و نیروهای مرکزگرای آن را تکه تکه نکند؟ اگر ستاره فرو نمی‌باشد، نیروهای گرانشی باید بر نیروهای مرکزگرای در سطح ستاره غلبه کنند، یعنی،

$$\frac{v^2}{R} \leq \frac{GM}{R^2} \quad \text{یا} \quad R < \frac{GM}{v^2} \quad \text{که} \quad v = \frac{2\pi R}{P} \quad (1.17)$$

$P$  دوره چرخش و  $v$  سرعت دوران استوایی است. با قراردادن مقدار  $v$ ، به دست می‌آوریم

$$R^2 < \frac{GM \cdot P^2}{4\pi^2} \approx \frac{7 \times 10^{-8} \cdot 2 \times 10^{22} \text{cm}}{40(30)^2} \sim 3 \times 10^{11} \text{cm}^2 \quad (2.17)$$

یا  $R \leq 1.5 \times 10^7$  برای ستاره‌ای با  $1M_\odot$ ، به عبارت دیگر، شعاع ستاره باید کمتر از  $150 \text{ km}$  باشد.

کوتاهترین دوره ممکن در صورتی به دست می‌آید که بالاترین سرعت ممکن، یعنی  $c$  را که سرعت نور است در شرط پایداری (۱.۱۷) قرار دهیم. در این صورت به دست می‌آوریم

$$R < \frac{GM}{c^2} = \frac{7 \times 10^{-8} \cdot 2 \times 10^{22}}{9 \times 10^{20}} = 1.5 \times 10^5 \text{cm} \quad (3.17)$$

و

$$P = \frac{2\pi R}{c} = \frac{10^6}{3 \times 10^{10}} \sim 0.3 \times 10^{-4} \text{s} \quad (4.17)$$

اصولاً، دوره‌هایی بسیار کوتاه‌تر از آنچه برای سحابی خرجنگ مشاهده شده امکان‌پذیر است. اما، این اجسام دارای چگالیهای بسیار زیاد خواهند بود. اگر فرض کنیم که سحابی خرجنگ دارای شعاع  $10^7 \text{ cm} = 10^5 \text{ km} \sim$  است، چگالی برای  $1 M_{\odot}$  برابر خواهد بود با

$$\rho = \frac{2 \times 10^{33}}{4 \times 10^{21}} = 1/2 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$$

اگر چگالی ماده هسته‌ای را در نظر بگیرید، چگالیهای در حدود  $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  به دست می‌آورد. به خاطر داشته باشید که برای کوتوله‌های سفید چگالیهای در حدود ۱ تن در سانتی‌متر مکعب را می‌یابیم. برای سحابی خرجنگ، اگر جرم آن در حدود جرم خورشید باشد، چگالی حداقل ۱ میلیون تن در سانتی‌متر مکعب به دست می‌آید. تنها یک نوع ستاره شناخته شده، یعنی ستاره به اصطلاح نوترونی، دارای چنین چگالیهای زیاد است. به علت چگالیهای بسیار زیاد این ستارگان، الکترونها و پروتونها به هم فشرده می‌شوند و نوترونها را تشکیل می‌دهند. بنابراین ستاره عمدتاً متشکل از نوترون و دارای شعاع حدود ۱۵ km است.

چگونه تپ‌اختر به چنین سرعت‌های دورانی زیاد دست می‌یابد؟

معلوم شده است که این در واقع مسئله مهمی نیست. اگر یک ستاره برمبد، با پایسته ماندن تکانه زاویه‌ای به ازای واحد حجم، یعنی

$$\rho \bar{r}^2 \cdot \omega = \text{const} \quad (5.17)$$

داریم

$$\omega \propto \frac{1}{r^2}$$

کم شدن  $\bar{r}$  با ضریب

$$\frac{1000000 \text{ km}}{100 \text{ km}} = \frac{10^7 R_{\odot}}{10^5 \text{ km}} = 10^2$$

$\omega$  را با ضریب  $10^8$  زیاد می‌کند، یا دوره  $P = 1/\omega$  با ضریب  $10^8$  کاهش می‌یابد. اگر ستاره در ابتدا مانند خورشید دارای دوره چرخش  $3 \times 10^6 \text{ s} = 30 \times 10^3$  یا ۱ ماه باشد، مسئله‌ای به وجود نمی‌آید.

به عنوان مثال، یک ستاره B با  $v_{\text{rot}} \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ ، که متناظر با دوره چرخش زیر است را در نظر بگیرید

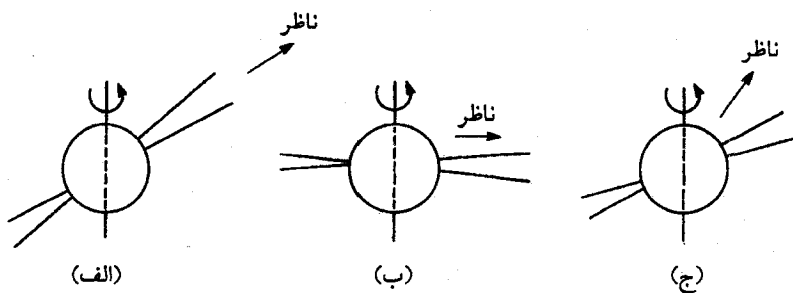
$$P \sim \frac{2 \times 10^6 \text{ km} \cdot 2\pi}{v_{\text{rot}}} = \frac{1.26 \times 10^7 \text{ km}}{200 \text{ km s}^{-1}} = 0.6 \times 10^5 \text{ s} \quad (6.17)$$

یا روز  $6 \times 10^4$   $P$ ، یا حتی ستاره‌ای با  $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ ، که دارای دورهٔ چرخش ۶ روز است، اگر به یک ستارهٔ نوترونی تبدیل شود، به راحتی می‌تواند دوره‌ای به کوتاهی سحابی خرنجنگ داشته باشد. برای آبرنواختر خرنجنگ، به نظر می‌رسد که انرژی آن ناشی از انرژی گرانشی آزاد شده در رمبش بخشی عظیمی از جرم آن به یک ستارهٔ نوترونی باشد که اکنون به صورت تپ‌اختر خرنجنگ قابل مشاهده است.

### ۶.۱.۱۷ سایر بقایای آبرنواختر

این پرسش باقی می‌ماند که آیا همهٔ انفجارهای آبرنواختری یک ستارهٔ نوترونی به جا می‌گذارند؟ برای پاسخ به این پرسش باید بدانیم چگونه می‌توان یک ستارهٔ نوترونی را کشف کرد. در بقایای بادبان، تپ‌اختر دیگری یافت شده است. در بقایای تیکو و کپلر تپ‌اختری مشاهده نشده است، اما این الزاماً به معنی آن نیست که هیچ ستارهٔ نوترونی باقی نمانده است.

تپ‌اختر خرنجنگ فقط در  $10\% \sim$  دورهٔ خود نورگسیل می‌کند. تنها راه توجیه این مطلب آن است که فرض کنیم تپ‌اختر نوری کاملاً باریکه‌ای گسیل می‌دارد (نگاه کنید به شکل ۱۵.۱۷). اگر باریکه نازک باشد، ناظر فقط در موقعیتهای استثنایی با آن برخورد می‌کند. برای خرنجنگ، در واقع یک تپ و یک میان تپ را می‌بینیم. باید نزدیک به وضعیت شکل ۱۵.۱۷ (ب) باشیم. تپ‌اختر خرنجنگ تنها تپ‌اختری است که در ناحیهٔ نور مرئی می‌تپد. باریکهٔ رادیویی احتمالاً بهتر



شکل ۱۵.۱۷ اگر تپ‌اختر نوری کاملاً باریکه‌ای گسیل کند، ناظر یک تپ در هر دورهٔ چرخش می‌بیند، مورد (الف) یا دو تپ در هر دورهٔ چرخش، مورد (ب)، یا هیچ تپی را نمی‌بیند، مورد (ج). این موضوع به سمتگیری باریکهٔ نور نسبت به محور دوران و جهت دید بستگی دارد.

است، بنابراین راحت‌تر می‌توان آن را مشاهده کرد.

برای بقایایی که در آن یک تپ‌اختر نمی‌بینیم، هندسه ممکن است به صورت مورد (ج) باشد که در آن باریکه را نمی‌بینیم. ممکن است ستاره‌های نوترونی در تمام بقایای ابرنواخترها وجود داشته باشند؛ اما راهی برای اطلاع از این موضوع نداریم. ما فقط این شانس را داریم که باریکه تپ‌اختر خراجنگ در جهت ما قرار دارد.

این امکان نیز وجود دارد که بعضی از انواع ابرنواخترها ستاره نوترونی به جا بگذارند. چون جرم پیش ابرنواختر را نمی‌دانیم باید بررسی کنیم که انتظار داریم چه نوع ستاره دارای این فرایند درون‌پاشی-برون‌پاشی باشد: یعنی درون‌پاشی در مرکز منجر به تشکیل ستاره نوترونی شود، و برون‌پاشی لایه‌های خارجیتر به انفجار و افزایش شدید نور بینجامد.

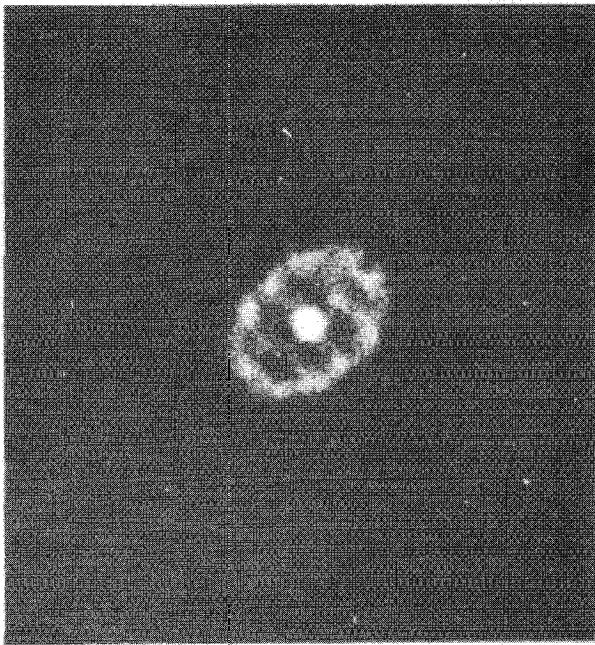
در جلد سوم خواهیم دید که در مراحل نهایی تکامل ستاره‌ای می‌توانیم انتظار وضعیتی را داشته باشیم که در آن درون یک ستاره پرجرم ناپایدار می‌شود و به رمبشی می‌انجامد که در خلال آن انرژی گرانشی کافی برای برون‌پاشی لایه‌های خارجی فراهم می‌آید. فکر می‌کنیم که این ستارگان منشأ ابرنواخترهای نوع II هستند.

## ۲.۱۷ نواخترها

### ۱.۲.۱۷ رصدهای نواخترها

اکنون در باره گروهی از نواخترها صحبت می‌کنیم که روشنایی کمتری دارند اما فراوانترند. اینها همان به اصطلاح نواخترهای کلاسیک هستند. نواخترها بسیار فراوانترند و در نتیجه به تفصیل بیشتر بررسی شده‌اند. آنها به قدرهای مطلق بصری تا  $-9$ ، یعنی در حدود  $10^6$  قدر کمتر از ابرنواخترها، می‌رسند. چند نواختر قبل از فوران رصد شده‌اند. بعضی از آنها فورانهای تکراری داشته‌اند. در طول فوران روشنایی آنها تا بیش از  $9$  قدر در چند روز تغییر می‌کند، سپس، گاهی در مدت یک یا دو سال، به قدر پیش از فوران فرو می‌افتد، اگرچه منحنیهای نور و زمانهای آفت برای نواخترهای مختلف متفاوت است. نواخترهای تند، متوسط، و کند وجود دارند. طیف پیش از بیشینه آنها مانند ستارگان O، B یا A است، اما بدون شک از ستارگان رشته اصلی نیستند و درخشندگی آنها کمتر از معمول است. فاصله‌های آنها را مجدداً می‌توان از روی سرعتهای شعاعی و انبساط ناشی از انفجار سحابی (نگاه کنید به شکل ۱۶.۱۷) را به همان ترتیبی که در مورد سحابی خراجنگ گفتیم، تعیین کرد.

در این فاصله، می‌توانیم قدر مطلق پیش نواختر را تعیین کنیم و ببینیم که یک ستاره با درخشندگی کمتر از معمول بوده است. نور ستاره به اندازه کافی کم نیست تا ناشی از یک کوتوله سفید باشد.



شکل ۱۶.۱۷ پوسته منبسط شونده نواختر جاثی در این تصویر در سال ۱۹۷۲ مشاهده می شود. نواختر در سال ۱۹۳۴ منفجر شده است.

یک چشمه نور اضافی نیز وجود دارد.

دو رصد در شناخت پدیده نواختر اهمیت فراوان داشته اند: (الف) معلوم شد که نواختر HQ جاثی<sup>۱</sup> یک دوتایی گرفتی است؛ پس از آن معلوم شد که پیش نواخترهای بسیاری دوتایی هستند، (ب) چند نواختر تغییرات دامنه مختصری را با دوره های حدود  $70s$  از خود نشان داده اند.

رصد های (الف) نشان می دهد که همه نواخترها دوتاییهای نزدیک به هم هستند. رصدهای (ب) نشانگر آن است که یکی از اجزا باید یک کوتوله سفید باشد، زیرا فقط یک کوتوله سفید به اندازه کافی کوچک و چگال است که دارای دوره های نوسان در حدود چند دقیقه باشد. ستارگان عادی، چنان که قبلاً دیدیم، دارای دوره های طولانیترند.

چون پس و پیش آبرنواخترها اجسام آبی و درخشانتر از کوتوله سفید هستند، باید یک چشمه نور آبی اضافی با درخشندگی کمتر از معمول نیز وجود داشته باشد، که فکر می کنیم قرصی از ماده داغ است. به علاوه، باید ستاره دیگری نیز موجود باشد، که فقط در یک مورد مشاهده شده است.

این یک ستاره K۲IV و اندکی درخشانتر از یک ستاره رشته اصلی است. در تمام موارد دیگر، ستاره کم نورتر از آن است که دیده شود. و به احتمال زیاد یک ستاره پایینتر از رشته اصلی است.

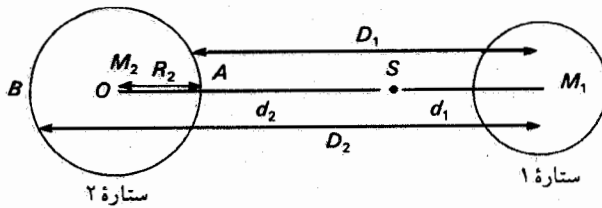
### ۲.۲.۱۷ دوتاییهای نزدیک

قبل از اینکه بحث خود در مورد منشأ انفجارهای نواختری را ادامه دهیم، باید اندکی درباره دوتاییها صحبت کنیم. همان طور که می دانیم دوتاییها نیروهای گرانشی بر یکدیگر وارد می کنند. اگر به جای دو ستاره در ذهنمان دو چشمه نقطه ای قرار دهیم، چنان که قبلاً دیدیم، در صورتی که این دو چشمه در مدارهای کپلری باشند، نیروهای گرانشی و گریز از مرکز متوازن می شوند. اما، همان طور که در شکل ۱۷.۱۷ می بینیم این همه ماجرا نیست.

ستارگان واقعی جرمهای نقطه ای نیستند، بلکه اجسام گسترده اند. مثلاً، روی ستاره ۲ به جرم  $M_2$ ، نقطه  $A$  به ستاره ۱ با جرم  $M_1$  نزدیکتر از نقطه  $O$  یا  $B$  است. در حالی که در نقطه  $O$  نیروهای گرانشی و گریز از مرکز متوازن هستند، در نقطه  $A$  چنین نیست. در نقطه  $A$  نیروی گرانشی وارد بر  $1g$  برابر است با

$$\frac{G \cdot M_1}{(d_1 + d_2 - R_2)^2} = F_g \quad (۷.۱۷)$$

در حالی که نیروی گریز از مرکز برای تمام نقطه های روی  $M_1$  یکسان است. (در طی یک بار دورزدن، نقطه های  $O$ ،  $B$ ، و  $A$ ، اگر  $M_2$  دوران نکند، همه دایره ای با شعاع  $d_2$  را طی می کنند) برای یک مدار کپلر، نیروهای مرکزگریز و گرانشی در نقطه  $O$  متوازن می شوند، یعنی اگر معادله نیروهای وارد



شکل ۱۷.۱۷ برای دو ستاره در مدارهای کپلر، نیروهای گرانشی و مرکزگریز برای جرمهای نقطه ای در فاصله  $d = d_1 + d_2$  متوازن می شوند. برای ماده موجود در نقطه  $A$  که به ستاره ۱ نزدیکتر است. نیروی گرانشی از نیروی مرکزگریز بزرگتر است؛ در نقطه  $B$  نیروی مرکزگریز از نیروی گرانشی وارد از  $M_1$  بزرگتر است. نقطه  $A$  به طرف  $M_1$  کشیده می شود در حالی که نقطه  $B$  از آن دور می شود.

بر ۱g ماده را بنویسیم به دست می‌آوریم

$$\omega^2 d_r = \frac{M_1 \cdot G}{(d_1 + d_r)^2} \quad (۸.۱۷)$$

برای نقطه  $A$ ، می‌توان اختلاف نیروی گرانشی و مرکزگریز  $\Delta F(A)$  را به صورت زیر محاسبه کرد

$$\frac{GM_1}{(d_1 + d_r - R_r)^2} - \omega^2 d_r = \Delta F(A) \quad (۹.۱۷)$$

یا

$$\Delta F(A) = \frac{GM_1}{(d_1 + d_r - R_r)^2} - \frac{M_1 G}{(d_1 + d_r)^2} \quad (۱۰.۱۷)$$

طبق رابطه (۸.۱۷) برای  $R_r \ll (d_1 + d_r)$  از بسط تیلور با

$$\Delta \left( \frac{1}{d^2} \right) = -2 \cdot \frac{1}{d^3} \cdot \Delta d$$

و

$$\frac{1}{(x - \Delta x)^2} = \frac{1}{x^2} + \frac{1}{dx} \left( \frac{1}{x^2} \right) (-\Delta x) \quad (۱۱.۱۷)$$

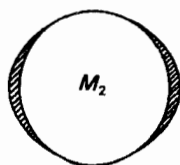
به دست می‌آوریم

$$\frac{GM_1}{(d_1 + d_r - R_r)^2} \approx +2 \frac{GM_1}{(d_1 + d_r)^2} \cdot R_r + \frac{GM_1}{(d_1 + d_r)^2} \quad (۱۲.۱۷)$$

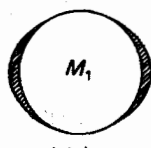
و تفاضل رابطه (۱۱.۱۷) می‌شود

$$\Delta F(A) = 2 \cdot \frac{GM_1}{(d_1 + d_r)^2} \cdot R_r \quad (۱۳.۱۷)$$

یعنی یک کشش گرانشی اضافی در نقطه  $A$  داریم. در نقطه  $B$  همین وضعیت، اگرچه با علامت مخالف، وجود دارد. اکنون نیروی گرانشی به همان اندازه کوچکتر است. در نقطه  $B$  نیروی گرانشی از نیروی مرکزگریز کمتر است. برآیند یک نیروی گرانشی اضافی در نقطه  $A$  است، که نقطه  $A$  را از ستاره ۲ بیرون می‌کشد و یک نیروی مرکزگریز اضافی که نقطه  $B$  را از ستاره ۲ بیرون می‌کشد. به عبارت دیگر، کشش گرانشی که با آن نقطه‌های  $A$  و  $B$  به ستاره ۲ جذب می‌شوند کاهش می‌یابد، و ستاره در امتداد خطی که دو ستاره را به هم متصل می‌سازد منبسط می‌شود. این چیزی است که آن را برآمدگیهای کشندی می‌نامیم (نگاه کنید به شکل ۱۸.۱۷).



ستاره ۲



ستاره ۱

شکل ۱۸.۱۷ به علت گستردگی هندسی ستارگان، عدم توازن بین نیروهای گرانشی و مرکزگریزی در سطوح "داخلی" و "خارجی" به وجود می‌آید که منجر به ایجاد برآمدگیهای کشندی در نقاطی از ستاره می‌شود که مواد سطحی در نزدیکترین و دورترین فاصله از یکدیگرند.

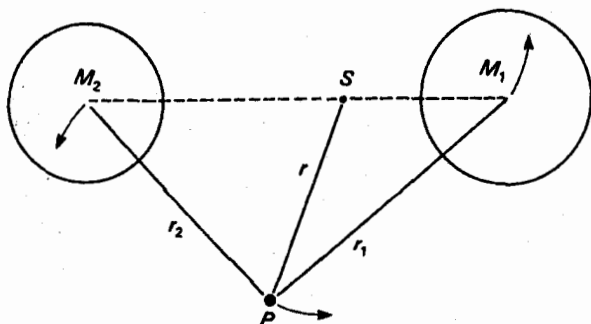
اگر ستاره در یک دوره مداری یک بار بچرخد (چنانکه ماه چنین می‌کند)، برآمدگیهای کشندی همواره در یک محل در ستاره باقی می‌مانند. اما، اگر دوره‌های مداری و دورانی ستارگان متفاوت باشد، برآمدگیها باید در دوره‌های دورانی و مداری دور ستاره حرکت کنند. این کار مستلزم صرف مقداری انرژی است که از انرژی دورانی گرفته می‌شود. در واقع، برآمدگیها با سرعت کافی حرکت نمی‌کنند، بلکه به واسطه اصطکاک عقب می‌افتند. بنابراین ستاره تغییر شکل یافته گشتاوری بر ستاره دیگر در جهتی وارد می‌کند که می‌خواهد دوره‌های دورانی و مداری را مساوی سازد، اما این کار زمان می‌گیرد. همین‌طور می‌توان نشان داد که نیروهای کشندی معمولاً مدارها را دایره‌ای می‌سازند. برای دوتاییهای نزدیک که مدتی وجود داشته‌اند، انتظار مدارهای دایره‌ای و دوره‌های مداری و دورانی همزمان‌شده را داریم. در این صورت هر دو ستاره با سرعت زاویه‌ای  $\omega$  ثابت دور مرکز جرمشان می‌گردند.

اکنون این پرسش را مطرح می‌کنیم که چه بر سر جسم سوم کوچک، یعنی یک ذره غبار، یا سیارک، یا اتم  $P$  می‌آید که در این سیستم قرار دارد. بگذارید معادله نیروهای وارد بر جرم نقطه‌ای  $P$  را بنویسیم. نیروی  $F$  را به کمک پتانسیل به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$F = \text{grad } \psi \quad (۱۴.۱۷)$$

که  $\psi$  پتانسیل است. سطوحی که برای آنها  $\psi$  ثابت است را سطوح هم‌پتانسیل می‌نامیم. معادله (۱۴.۱۷) نشان می‌دهد که در امتداد این سطوح هیچ مؤلفه سرعتی وجود ندارد، نیروها همواره بر سطوح هم‌پتانسیل عمودند. برای نقطه  $P$ ، پتانسیل گرانشی نسبت به هر جرم  $M$  برابر است با  $\psi_g = GM/r$ ، که  $r$  فاصله تا جرم  $M$  است. پس مجموع پتانسیلهای گرانشی برای نقطه  $P$





شکل ۱۹.۱۷ در یک سیستم دوتایی نزدیک با مدارهای دایره‌ای حول گرانیگاه  $S$ ، پتانسیل گرانشی در  $P$  مجموع پتانسیلهای گرانشی برای هر ستاره است که آن را جرم ستارگان و فاصله‌های  $r_1$  و  $r_2$  از آنها تعیین می‌کند. پتانسیل برای نیروهای مرکزگیز را فاصله  $r$  از گرانیگاه تعیین می‌کند که تمام سیستم دور آن می‌چرخد.

برابر است با

$$\psi_g = \frac{GM_1}{r_1} + \frac{GM_2}{r_2} \quad (15.17)$$

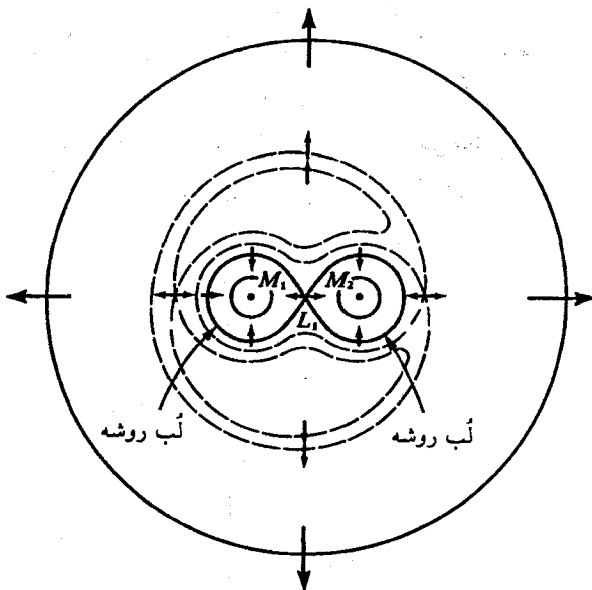
که  $r_1$  و  $r_2$  به ترتیب فاصله‌های  $P$  از نقطه‌های  $M_1$  و  $M_2$  است (نگاه کنید به شکل ۱۹.۱۷). در یک سیستم دورانی باید نیروی مرکزگیز را نیز در نظر بگیریم. پتانسیل آن عبارت است از

$$\psi_c = +\frac{\omega^2}{2} \cdot r^2 \quad (16.17)$$

که  $r$  فاصله از گرانیگاه  $S$  است که کل سیستم دور آن می‌گردد. بنابراین، پتانسیل کل برابر است با

$$\psi = \psi_g + \psi_c = \frac{GM_1}{r_1} + \frac{GM_2}{r_2} + \frac{\omega^2}{2} \cdot r^2 \quad (17.17)$$

شرط ثابت بودن  $\psi$  سطوح هم‌پتانسیل را تعریف می‌کند. هیچ مؤلفه‌ی نیرویی در سطوح هم‌پتانسیل وجود ندارد. در مورد یک ستاره‌ی کروی فقط نیروهای گرانشی روی سطوح هم‌پتانسیل را در نظر می‌گیریم که کره‌هایی حول مرکز ستاره‌اند. برای یک جو تخت موازی، سطوح هم‌پتانسیل صفحه‌های موازی هستند. هیچ نیرویی در جهت افقی وجود ندارد. سطوح هم‌پتانسیل تعیین می‌کنند که نیرو در چه جهتی وارد می‌شود. در مورد دو جرم  $M_1$  و  $M_2$  که به جرم  $P$  در حضور نیروی مرکزگیز، نیرو وارد می‌کنند، سطوح هم‌پتانسیل نسبتاً پیچیده‌اند. در حوالی هر ستاره این سطوح تقریباً کره‌هایی



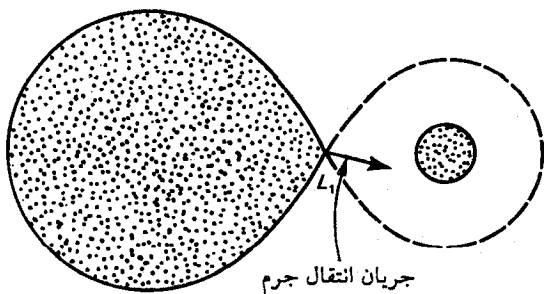
شکل ۲۰.۱۷ سطوح هم‌پتانسیل در یک سیستم دوتایی نشان داده شده‌اند. خط پهن لب روشه با نقطه لاگرانژ  $L_1$  را نشان می‌دهد. نزدیک ستارگان سطوح هم‌پتانسیل تقریباً کروی هستند. خارج از لب روشه آنها نسبتاً پیچیده می‌شوند. پیکان جهت برآیند نیروی وارد بر ذره در آن محل را نشان می‌دهد. در نقطه لاگرانژ  $L_1$ ، جهت ناگهان تغییر می‌کند.

حول هر ستاره‌اند، زیرا ستاره دیگر دور است و تأثیر اندکی دارد. هرچه از هر ستاره دورتر شویم، سطوح هم‌پتانسیل، مطابق شکل ۲۰.۱۷، واپیچیده‌تر می‌شوند. برای یک سطح هم‌پتانسیل یک نقطه تقاطع بین دو جرم به دست می‌آوریم. این نقطه تکین را نقطه لاگرانژ  $L_1$  می‌نامند. در دستگاه مختصات دوتاییهای مداری، نیروهای وارد بر نقطه  $P$  در این محل صفر است، یعنی به لحاظ نظری، یک جرم نقطه‌ای برای همیشه در این نقطه مستقر می‌شود. اما، اگر یک آشفتگی مختصر آن را به  $M_1$  نزدیک‌تر کند به طرف  $M_1$  فرو می‌افتد، اگر اختلالی اندک آن را به  $M_2$  نزدیک‌تر کند، به طرف  $M_2$  می‌افتد. یک جرم نقطه‌ای در  $L_1$  در حالت ترازمندی بسیار ناپایدار است. سطح هم‌پتانسیلی که از  $L_1$  می‌گذرد را لب روشه<sup>۱</sup> می‌گویند. در شکل ۲۰.۱۷ نقشه لب روشه را برای موردی که نسبت جرمی  $M_1$  به  $M_2$  برابر ۲ به ۳ است نشان داده‌ایم.

لب روشه در تمام بحثهای مربوط به دوتاییهای نزدیک اهمیت دارد. در آنچه پس از این می‌آید

فاصله  $M_2$  از  $L_1$  را طول  $l_2$  و فاصله  $M_1$  از  $L_1$  را طول  $l_1$  می‌نامیم. مادامی که شعاع  $M_2$  از  $l_2$  و شعاع  $M_1$  از  $l_1$  کمتر باشد، هیچ اتفاقی نمی‌افتد، و ستارگان نجومی از هم جدا هستند. اما فرض کنید که  $M_2$  یک کوتوله سفید با  $8M_{\odot} \sim M_1$  و  $M_1$  ستاره‌ای با  $5M_{\odot}$  باشد. در این صورت،  $M_2$  کاملاً داخل لب روشه است، اما  $M_1$  بسیار بزرگتر است و می‌تواند شعاعی بزرگتر از  $l_1$  داشته باشد. در این مورد، ستاره از  $L_1$  فراتر می‌رود و لایه خارجی ستاره را  $M_2$  جذب می‌کند. ستاره جرم خود را به  $M_2$  می‌دهد. چنین سیستمی را یک سیستم نیم مجزا می‌نامند. ماده در واقع مستقیماً جذب ستاره  $M_2$  نمی‌شود، بلکه دارای تکانه زاویه‌ای است و در نتیجه دور ستاره کوچکتر مارپیچی را طی می‌کند و یک قرص تشکیل می‌دهد. این قرص را قرص انباشت می‌نامیم.

در این قرص، ماده به صورتی کاملاً منظم جریان ندارد. مواد ورودی باعث تولید تلاطم و اصطکاک می‌شوند. بنابراین، بخشی از انرژی، مخصوصاً در محلی که جریان ورودی به قرص برخورد می‌کند، تبدیل به گرما می‌شود. در این محل، لکه به اصطلاح داغ تشکیل می‌شود (نگاه کنید به Shu، ۱۹۸۲، صفحه ۱۹۴). اما در این قرص هم مقداری اصطکاک وجود دارد و تکانه زاویه‌ای به آرامی از بین می‌رود. سپس ماده، مطابق شکل ۲۱.۱۷ به کوتوله سفید تبدیل می‌شود. این تصویری است که مردم فعلاً از یک پیش‌نواختر دارند. آنچه مشاهده می‌شود نور آبی کوتوله سفید به اضافه نور قرص داغ و لکه داغ است که جسم را به عنوان یک کوتوله سفید بسیار پرنور می‌سازد. اکنون فرض کنید که  $M_1$  یک کوتوله سفید است و ماده ورودی از  $M_2$  را، که عمدتاً هیدروژن است، گردآوری می‌کند. خود کوتوله سفید بیشتر کربن یا لایه نازکی هلیوم در بیرون آن است. (در جلد سوم خواهیم دید که چرا چنین است.) هیچ نوع سوختن هسته‌ای در کوتوله سفید صورت نمی‌گیرد.



شکل ۲۱.۱۷ لب روشه یک سیستم دوتایی نشان داده شده است که در آن ستاره بزرگتر در طرف چپ لب روشه آن را پر می‌کند. در نقطه تکین  $L_1$  جرم می‌تواند از ستاره بزرگتر به کوچکتر، که بسیار کوچکتر از بخش لب روشه مربوطه است، جریان یابد.

در واقع، ستاره با از دست دادن انرژی در سطح خنک می‌شود. اکنون لایه‌ای از هیدروژن از  $M_2$  بر روی سطح  $M_1$  انباشته می‌شود. هرچه این لایه ضخیمتر شود، دما در ته این لایه هیدروژن بیشتر می‌شود. (برای کوتوله‌های سفید دمای درونی هنوز خیلی زیاد، احتمالاً در حدود  $10^7 K$  است). به خاطر داریم که در یک کوتوله سفید چگالی بینهایت زیاد است. هنگامی که اتمهای هیدروژن دیگر مستقیماً در سطح کوتوله سفید نباشند به نواحی با چگالی بسیار زیاد وارد می‌شوند. در این چگالیهای بالا واکنشهای هسته‌ای در دماهایی پایینتر از دما در چگالیهای خورشیدی آغاز می‌شوند. وقتی دما در ته لایه هیدروژن به اندازه کافی زیاد شد تا هیدروژن سوزی آغاز شود، انرژی هسته‌ای آزاد می‌شود. لایه گرم می‌شود، واکنشهای هسته‌ای سریعتر می‌شوند و با افزایش تولید انرژی، دما باز هم زیادتر می‌شود. به علت چگالیهای زیاد گاز در کوتوله سفید این گاز واکنش است، یعنی فشار گاز با افزایش دما زیاد نمی‌شود.

بنابراین، لایه‌ای که هیدروژن می‌سوزاند، به رغم افزایش دما، در حالت تعادل هیدروستاتیک باقی می‌ماند و واکنشهای هسته‌ای با آهنگ تندتر ادامه می‌یابد و به افزایش نمایی دما می‌انجامد. اگر دما به اندازه کافی زیاد شود، واکنش گاز از میان خواهد رفت. (برای هر چگالی دمای خوش‌تعریفی وجود دارد که برای آن این واقعه رخ می‌دهد). وقتی این دما حاصل شد، فشار گاز دوباره با افزایش دما زیاد می‌شود و نیروی فشار بر نیروهای گرانشی غلبه می‌کنند. این ناحیه سوختن هسته‌ای منبسط و بر اثر انبساط خنک می‌شود. واکنشهای هسته‌ای کند می‌شوند. یک تعادل جدید با ناحیه سوختن ناواکن برقرار می‌شود. گمان می‌رود که سوختن عنان گسیخته در هیدروژن انباشته شده و انبساط پس از آن منشأ انفجارهای نواختر باشند. اما، باید بپذیریم که نظریه پردازانی که می‌خواهند انفجارهای نواختر را روی کامپیوتر بازتولید کنند، در واقع هنوز با مسائلی جدی روبه‌رو هستند. یک فراوانی بیش از اندازه کربن، برای انجام واکنشهای هسته‌ای با سرعت به اندازه کافی زیاد لازم است و واکنشهای شیمیایی مشاهده شده در انفجار نواختر به صورت نظری باز تولید نمی‌شوند. با این همه، ظاهراً این تنها سناریوی ممکن است که تاکنون پیشنهاد شده است.

## خورشید ما

## ۱.۱۸ مقدمه

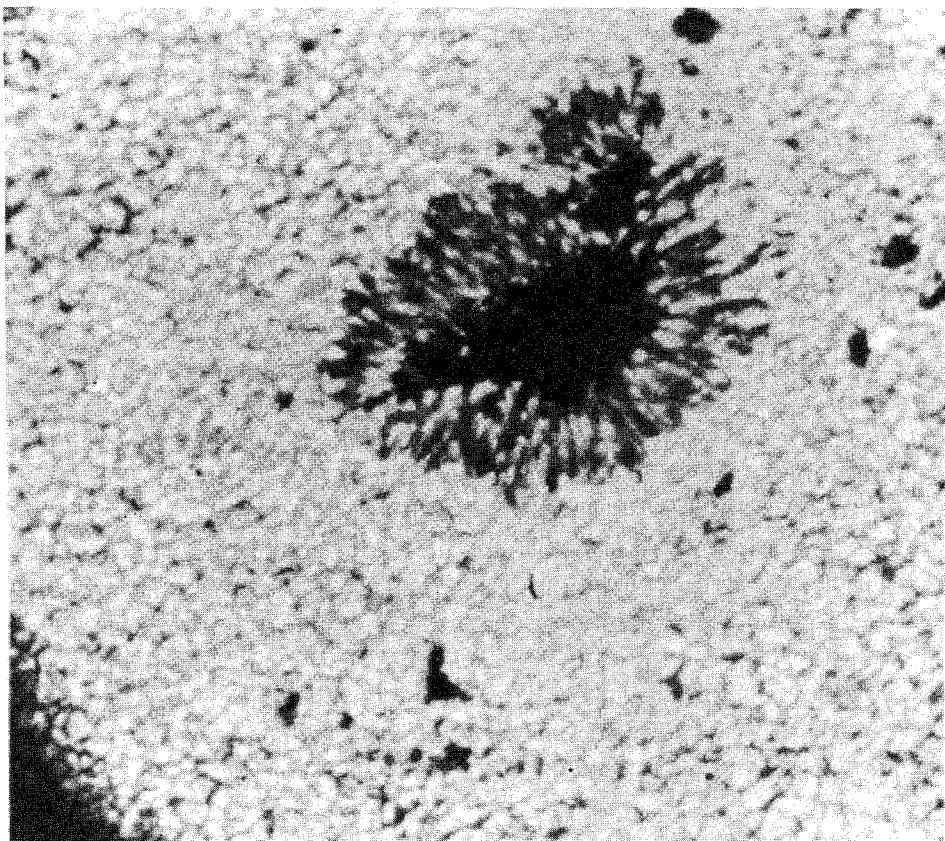
خورشید، البته نزدیکترین ستاره به زمین است و در نتیجه از همه آنها بهتر بررسی شده است. وقتی در باره فاصله، دماهای مؤثر و جرم، و نیز شعاعهای زاویه‌ای صحبت می‌کردیم چند بار خورشید را مثال زدیم. در تمام این مطالعات خورشید را تنها یکی از ستارگان عادی در نظر گرفتیم. همین‌طور خورشید تنها ستاره‌ای است که برای آن می‌توانیم تفکیک فضایی بالایی به دست آوریم که امکان مشاهده جزئیات ظریف روی سطح آن را فراهم می‌سازد. این کار برای سایر ستارگان، لااقل در آینده نزدیک، امکان‌پذیر نیست. مطالعات با تفکیک فضایی بالا برای خورشید، ویژگیهای بسیار و فرایندهایی را آشکار می‌سازد که ممکن است در سایر ستارگان نیز در جریان باشد، اما نمی‌توانیم آنها را در هیچ جسم سماوی دیگر بررسی کنیم. برخی از این مشخصه‌ها عبارت‌اند از فام‌سپهر و خرمن خورشیدی، اگرچه رصدهای فرابنفش به کمک ماهواره‌ها اکنون امکان مطالعه ویژگیهای کلی لایه خارجی ستارگانی سوای خورشید را فراهم ساخته است.

پدیده دیگری از این نوع، که می‌توانیم به تفصیل فقط در خورشید بررسی کنیم، فعالیت

خورشیدی، یعنی شراره‌ها، لکه‌های خورشیدی، و فعالیتهای کل چرخه خورشیدی است. مجدداً، رصدهای انجام شده توسط گیرنده‌های حساس با تفکیک بالا این امکان را فراهم می‌سازد تا اثرات کلی فعالیت در سایر ستارگانی که فعالیت آنها مشابه خورشید است بررسی کنیم. اگر خورشید در نزدیکی ما نبود و نمی‌توانستیم سطح آن را به تفصیل بررسی کنیم، هرگز نمی‌دانستیم چگونه این رصدها را تفسیر کنیم.

## ۲.۱۸ سطح خورشید

خورشید با تفکیک فضایی بالاتر چگونه به نظر می‌رسد؟ این ستاره، آن‌طور که برای گویی از گاز داغ انتظار داریم، به هیچ وجه هموار و همگن نیست. ابتدا لکه‌های تاریک و بزرگی را می‌بینیم که همان لکه‌های خورشیدی معروف هستند (نگاه کنید به شکل ۱۱.۱۸). راجع به آنها بعداً صحبت خواهیم کرد. بیرون لکه‌های خورشیدی شبکه‌ای را می‌بینیم که دانه‌دانه‌های خورشیدی نامیده می‌شود. این شبکه متشکل از ساختارهای تاریک با قطره‌های روشنتر در میان آنهاست. طبق آنچه قبلاً گفتیم، تاریک به معنی تابش کمتر، یعنی دمای پایینتر است. بنابراین، نواحی با دماهای مختلف را در سطح خورشید می‌بینیم. لکه‌ها خنکترین نواحی هستند. دماهای مؤثر لکه‌ها در حدود  $4500\text{K}$  -  $3700\text{K}$  است. برای دانه‌دانه‌ها اختلاف میان ناحیه تاریک و روشن فقط  $400\text{K}$  -  $200\text{K}$  است، با دمای میانگین حدود  $5800\text{K}$  که قبلاً دیدیم. اگر به طیف خورشید با تفکیک طیفی و فضایی بسیار بالا بنگریم، شناخت بهتری از این دانه‌دانه‌های خورشیدی به دست می‌آوریم (نگاه کنید به شکل ۲.۱۸). به علت تفکیک طول موج بسیار بالا، خط طیفی اکنون نسبتاً پهن است. نکته جالب آن است که دیگر یک خط راست وجود ندارد. بلکه خط نسبتاً موج‌دار است. به خاطر دارید که در بخش ۲.۹ در باره اثر دوپلر صحبت کردیم؟ که خطهای طیفی وقتی چشمه نور از ما دور شود به طرف طول موجهای بلندتر، و وقتی به ما نزدیک شود به طول موجهای کوتاهتر منتقل می‌شوند؟ این ظاهراً چیزی است که در این خطهای موج‌دار می‌بینیم: بعضی قسمتهای قرص خورشیدی به طرف ما حرکت می‌کنند، در حالی که قسمتهای دیگر از ما دور می‌شوند. حرکت به طرف ما به معنی صعود در شیدسپهر خورشید، و دور شدن از ما به معنی سقوط در شیدسپهر است (شکل ۳.۱۸). طیف شکل ۲.۱۸ در حالتی گرفته شده است که شکاف طیف‌نگار به سمت بخش کوچکی از قرص خورشیدی را می‌پوشاند (شکل ۴.۱۸). در امتداد طول شکاف طیفهای اجزای مختلف دانه‌دانه‌ها را می‌بینیم. در نقطه‌ای که یک جزء دانه‌دانه روشن می‌بینیم، نور بیشتری در طیف داریم؛ در جاهایی که یک

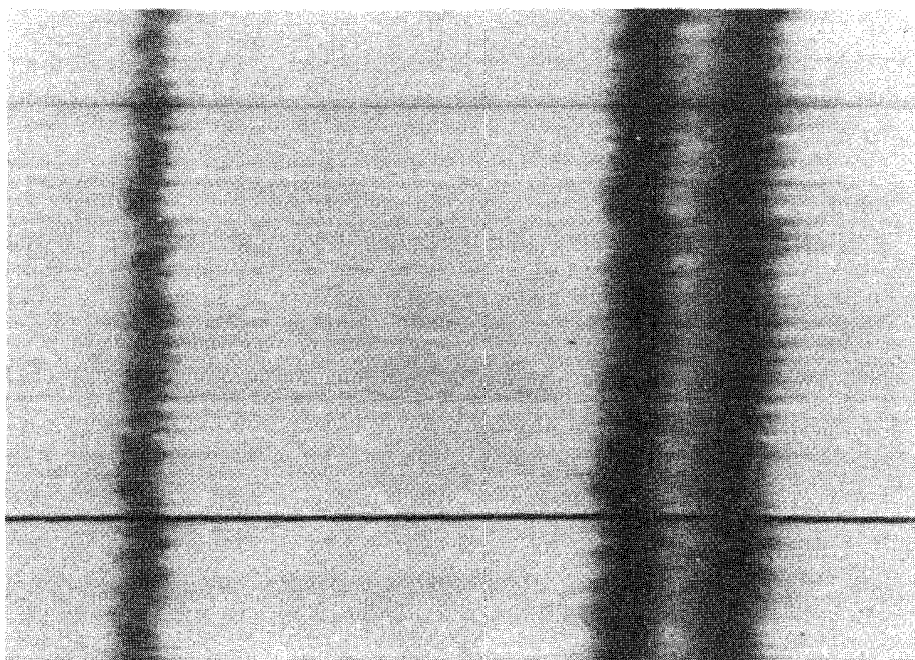


شکل ۱.۱۸ تصویری از یک بخش کوچک خورشید با تفکیک فضایی بسیار بالا نشان داده شده است. ما سایه تاریک یک لکه خورشیدی و نیمسایه اطراف سایه را می بینیم. به علاوه، منفذهای کوچک تاریک را هم مشاهده می کنیم. بقیه سطح خورشید به هیچ وجه هموار نیست؛ این سطح با طرح روشن به اصطلاح "دانه های" موجود در شبکه بین دانه های پوشانده شده است. به شکل ۴.۱۸ نیز نگاه کنید.

بخش تاریک نقش دانه دانه ها را در شکاف داریم، نور کمتری را در طیف داریم.

نگاهی دقیق به طیف شکل ۲.۱۸ رگه های روشن، که طیف دانه های روشن اند، معمولاً انتقال به آبی خطوط را نشان می دهد، یعنی موجکها به طول موجهای کوتاهتر منتقل شده اند، در حالی که رگه های تاریک، که طیف مناطق تاریک در سطح خورشید را نشان می دهند، لاقط در اغلب موارد، نشانگر خطوطی با موجکهایی به طرف طول موجهای بلندتر هستند.

دانه دانه های خورشید نشان می دهند که نقشی از ستونهای متحرک داریم که به بالا و پایین

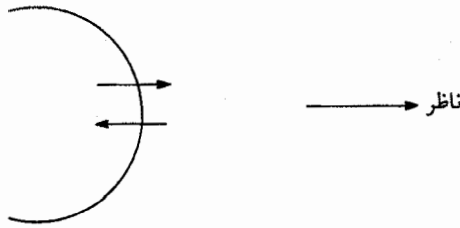


۶

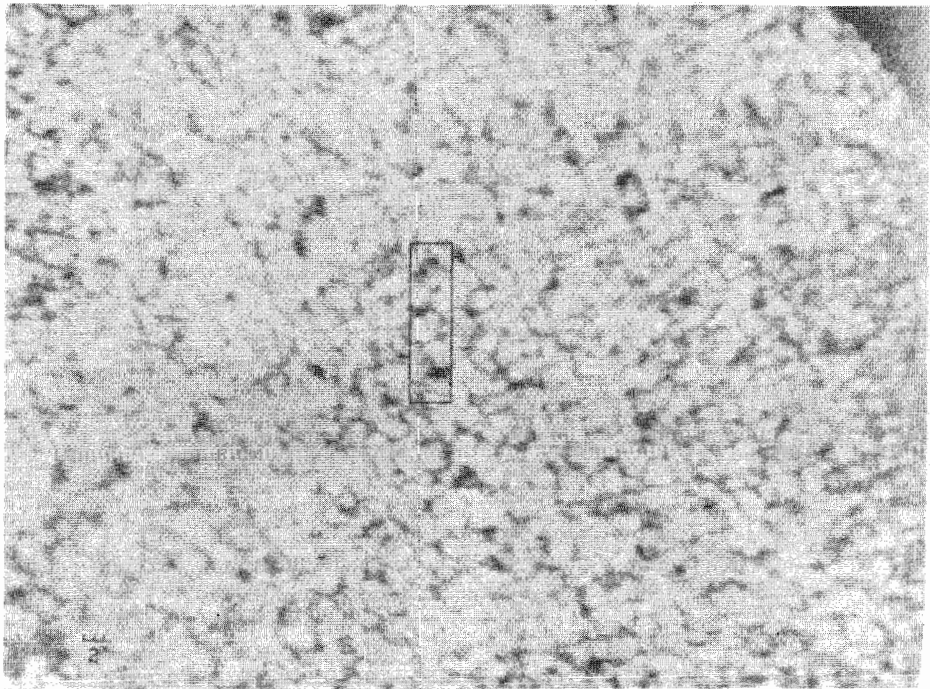
شکل ۲.۱۸ یک نوار باریک از طیف خورشیدی، با تفکیک طیفی و فضایی بسیار بالا، در امتداد شکاف طیف‌نگار نشان داده شده است (شکل ۴.۱۸). با این تفکیک فضایی و طیفی بالا، خطهای طیفی به هیچ وجه مستقیم نیستند. بلکه به علت انتقال دوپلر، کاملاً موج دارند، که برای لکه‌های مختلف خورشید که در مکانهای مختلف در امتداد شکاف طیف‌نگار مشاهده می‌شود، متفاوت است. طیف پیوسته بین خطها نیز رگه‌دار به نظر می‌رسد. این طیف در محل لکه‌های روشن خورشید روشنتر — دانه‌دانه‌ها — و در نواحی بین دانه‌های تاریکتر است. وقتی به موجهای نمایه خط نگاه می‌کنیم می‌بینیم که انتقال دوپلر در نواحی روشن ترجیحاً در طرف چپ و نواحی تاریک ترجیحاً در طرف راست است. در تصویر طول موج به طرف راست زیاد می‌شود. بنابراین، برای نواحی تاریک سرعتها به طرف دور از ما هستند، در حالی که برای نواحی روشن آنها به طرف ما هستند.

حرکت می‌کنند. ستونهای گاز که به طرف بالا حرکت می‌کنند روشنتر و در نتیجه داغتر از آنها می‌باشند که به طرف پایین در حرکت‌اند. قطر این ستونها در حدود  $700 - 500$  km به نظر می‌رسد، اما باید به خاطر داشته باشیم که تلاطم در جو زمین، تفکیک ما را به  $1 - 1/2$  ثانیه کمانی محدود می‌کند. یک ثانیه کمانی متناظر با  $700$  km در قرص خورشید در مرکز آن است. اگر دانه‌دانه بودن، در واقع نقشی با اندازه کوچکتر باشد، نمی‌توانیم آن را تفکیک کنیم. دهانه تلسکوپهای ماهواره‌ای،





شکل ۳.۱۸ مواد خورشیدی که به طرف ما در حرکت اند در شیدسپهر خورشیدی صعود می کنند، در حالی که موادی که از ما دور می شوند به سطح خورشید سقوط می کنند.



شکل ۴.۱۸ بخش کوچکی از سطح خورشید با دانه دانه های خورشیدی نشان داده شده است. این تصویر خورشید روی شکاف طیف نگار مشخص شده در تصویر افتاده است. در امتداد شکاف لکه های روشن و تاریک دیده می شوند. طیف نگار طیفی از هر لکه را در امتداد شکاف تولید می کند. بدین ترتیب می توان طیفی با تفکیک فضایی بالا، مطابق شکل ۲.۱۸ به دست آورد.

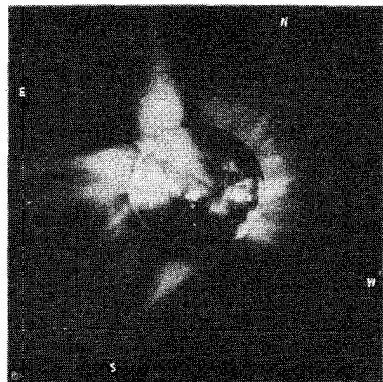
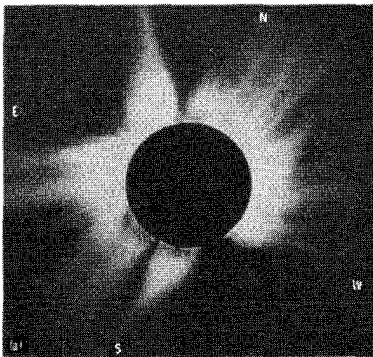
که در آنها این مسئله وجود ندارد، فعلاً به اندازه‌ای کوچک هستند که نمی‌توانند ساختارهای بسیار کوچکتر را آشکار سازند. تلسکوپ فضایی به اندازه‌ای حساس به نور است که نمی‌توان آن را به طرف خورشید نشانه رفت زیرا باعث سوختن آن می‌شود.

### ۳.۱۸ لایه‌های خارج‌تر خورشید

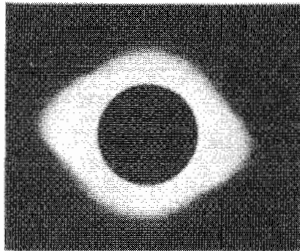
#### ۱.۳.۱۸ فام‌سپهر خورشید

پیش از زمان موشکها و ماهواره‌ها، لایه‌های خارجی خورشید را فقط می‌شد در طول کسوف مشاهده کرد. پیرامون خورشید نوری ۱۰۰۰۰۰ بار بیشتر از شیدسپهر و یک میلیون برابر خرم، که تصویر آن را در شکل ۵.۱۸ نشان داده‌ایم، گسیل می‌کند.

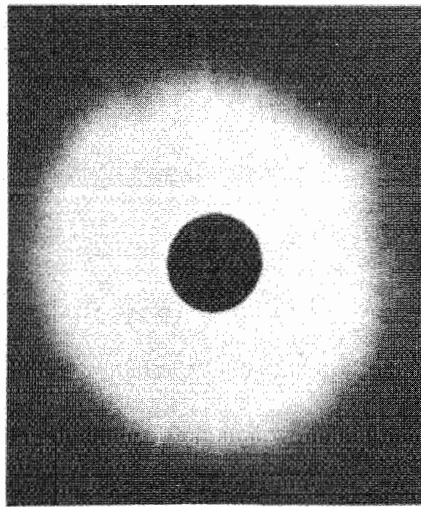
عمیقترین این لایه‌های خارجی در طول کسوف درست پس از تماس دوم، وقتی پیرامون قرص خورشید پوشیده شده است، مرئی می‌شود (نگاه کنید به شکل ۶.۱۸). این لایه را فام‌سپهر می‌نامند زیرا نسبتاً رنگارنگ، مایل به قرمز، است. طیف فام‌سپهر با شیدسپهر تفاوت بسیار دارد. خطوط فرانوفر به خطهای گسیلی تبدیل می‌شوند و خطهای طیف فام‌سپهر روشنتر از بیوستار مجاور هستند. این طیف را طیف درخش نیز می‌نامند زیرا فقط برای چند ثانیه مرئی است. شکل ۷.۱۸ این طیف را نشان می‌دهد. این طیف به کمک یک طیف‌نگار بدون شکاف گرفته شده است، بنابراین



شکل ۵.۱۸ (الف) خرم خورشید که در طول کسوف مشاهده می‌شود. در طرف راست یک تصویر پرتو X، که اندکی پس از کسوف گرفته شده است، بر روی سایه ماه سوار شده است. گسیل پرتو X در نواحی جریانهای بزرگ خورشیدی شدید است.

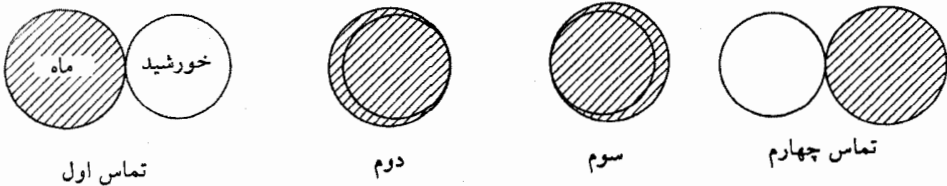


کمینه



بیشینه

شکل ۵.۱۸ (ب) خرمن خورشید در طول بیشینه و کمینه لکه خورشیدی.

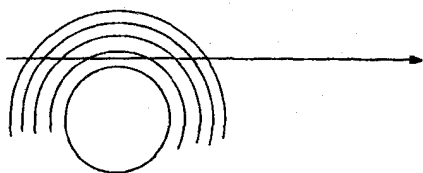


شکل ۶.۱۸ فازهای مختلف کسوف با شماره تماسها داده شده‌اند. اختلاف اندازه زاویه‌ای میان خورشید و ماه مبالغه‌آمیز است.

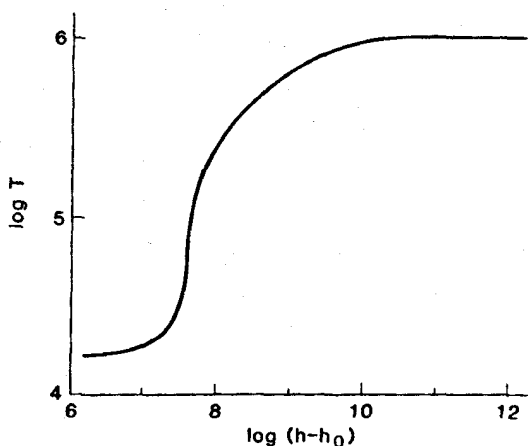
برای هر خط گسیلی لبه خورشید را می‌بینیم. (معمولاً تصویری از شکاف طیف‌نگار را می‌بینیم که ستاره آن را روشن کرده است و خطهای طیفی را می‌دهد که تصاویر شکاف طیف‌نگار در رنگهای مختلف است.)

وقتی ماه لایه‌های عمیقتر فام‌سپهر را بپوشاند، لایه‌های بالاتر با روشنایی کمتر قابل مشاهده می‌شوند. خطوط ذرات بسیار یونیده نمایان می‌شود که افزایش دمای لایه‌های بالاتر فام‌سپهر را نشان می‌دهد. در واقع می‌توان لایه‌بندی دما و فشار فام‌سپهر را با مطالعه اولیه طیف لایه‌های بالاتر که در آخر مشاهده می‌شوند، بررسی کرد، اگر بدانیم که چه گسیلی از این لایه‌ها صورت می‌گیرد، می‌توانیم سهم آن را از طیف عمیقتر بعدی کم کنیم تا فقط گسیل از طیف عمیقتر را به دست آوریم، الی آخر.





شکل ۸.۱۸ وقتی فام‌سپهر خورشید را در طول کسوف مشاهده می‌کنیم، خط دید ما همواره از تمام لایه‌های فام‌سپهر و خرمن می‌گذرد.



شکل ۹.۱۸ دما در لایه‌های خارجیت‌ر خورشید بر حسب ارتفاع در بالای یک تراز مرجع،  $h_0$ ، به نام "سطح" خورشید نشان داده شده است.

البته باید این موضوع را به حساب آورد که ما همواره به صورت مماسی و در امتداد لبه خورشید به آن می‌نگریم. خط دید ما همواره تمام لایه‌ها را قطع می‌کند (نگاه کنید به شکل ۸.۱۸)، اما با دانستن گسیل لایه‌های بالاتر، می‌توانیم آن را به حساب آوریم.

در شکل ۹.۱۸ ساختار دما در فام‌سپهر خورشید و در لایه‌های گذاری بالای آن را، که از مطالعات فام‌سپهر در طول کسوف به دست آمده‌اند، نشان داده‌ایم. دما در این لایه‌ها نسبتاً سریع افزایش می‌یابد تا در خرمن به بیش از یک میلیون درجه برسد. ناحیه با دمای بین  $30000\text{ K}$  تا  $10^6\text{ K}$  را ناحیه گذار (از فام‌سپهر به خرمن) می‌نامند.

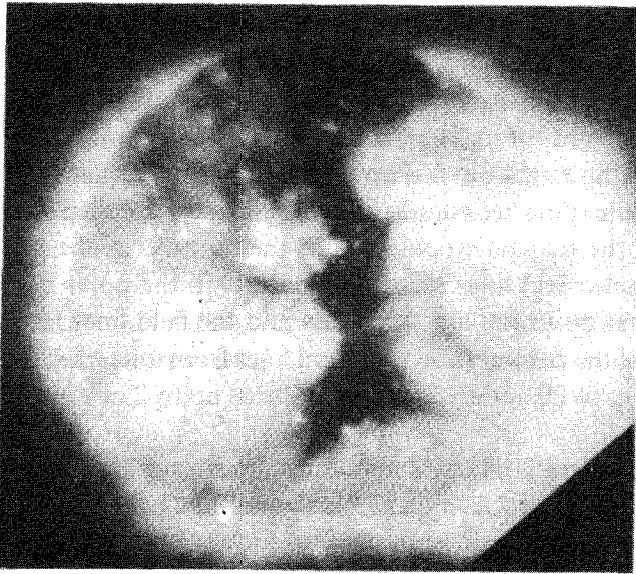
خورشید ستاره‌ای نسبتاً خنک است، بنابراین نور شیدسپهری در طول موجهای کوتاه، یعنی فرابنفش، کم است. در این طول موجها گسیل از فام‌سپهر، به واسطه دمای بالاتر آن، در واقع قویتر

از قرص خورشید است. این نور فرابنفش را نمی‌توان از سطح زمین دید، زیرا جو همه نور فرابنفش را جذب می‌کند، اما آن را می‌توان از موشکها و ماهواره‌ها اندازه گرفت. بنابراین، اکنون می‌توانیم طیف فام‌سپهر را بدون کسوف هم اندازه بگیریم. این موضوع، امکان رصد از فام‌سپهر و گسیل لایه گذار از سایر ستارگان را نیز فراهم می‌آورد که قبلاً هیچ‌گونه گسیل نور فام‌سپهری یا خرمی از آنها ممکن نبود. ما نمی‌دانستیم که آیا خورشید تنها ستاره دارای فام‌سپهر و خرم است، یا همه ستارگان خنک دارای این لایه‌های خارجی با دمای زیاد هستند. اکنون می‌دانیم که ستارگان خنک رشته اصلی با انواع طیفی پیش از M5 دارای فام‌سپهر و خرم‌اند، همین‌طور همه غولهای خنک و ستارگان خنک رشته اصلی لااقل فام‌سپهر دارند.

### ۲.۳.۱۸ خرم خورشیدی

پس از تماس دوم در طول کسوف، طیف فام‌سپهری برای مدت ۲۰ ثانیه قابل مشاهده است، و پس از آن ماه فام‌سپهر را کاملاً می‌پوشاند و فقط می‌توان خرم را مشاهده کرد. تصاویر خرم خورشیدی نشان می‌دهند که این خرم در زمانهای مختلف، بر حسب تعداد لکه‌های خورشیدی که در آن زمان روی قرص خورشید، البته قبل و بعد از کسوف، قابل مشاهده‌اند، بسیار متفاوت به نظر می‌رسد (نگاه کنید به شکلهای ۵.۱۸ و ۶.۱۸). در طول دورهٔ پیشینه، خرم بزرگ و تقریباً دایره‌ای است، در حالی که در مدت کمینه فقط در منطقه استوایی، که لکه‌ها عمدتاً در آنجا وجود دارند، گسترش یافته است. پرتوهای عظیمی مشاهده می‌شوند که جهت‌های خطوط میدان مغناطیسی در خرم را نشان می‌دهند. در مناطق استوایی، خطوط میدان مغناطیسی حلقه‌ای هستند، در حالی که در مناطق قطبی خطوط میدان شعاعی و به طرف خارج هستند و "باز" به نظر می‌رسند. طیف خرم خطوط طیفی یونهای را نشان می‌دهد که الکترونهای زیادی، تا ۲۰ عدد، را از دست داده‌اند و نشانگر دماهای ۲، تا ۳ میلیون درجه هستند.

این پلاسما با دمای زیاد پرتوهای X گسیل می‌کند که می‌توان آنها را از موشکها و ماهواره‌ها دید. ما در واقع تصاویر پرتو X، مانند شکل ۱۰.۱۸ از خورشید می‌گیریم. این تصاویر نشان می‌دهد که گسیل از مناطق مختلف خرم بسیار متفاوت است. معمولاً گسیل از مناطق گروههای بزرگ لکه خورشیدی بیشتر است. مناطقی در سطح خورشید وجود دارد که در آن گسیل پرتو X به اندازه‌ای کوچک است که تصویر پرتو X تاریک به نظر می‌رسد. این مناطق را حفره‌های خرمی می‌نامند. این مناطق در واقع ربطی به حفره ندارند، بلکه به اندازه‌ای خنک‌اند یا چگالی آنها به قدری کم است که نمی‌توانند پرتو X گسیل دهند. این حفره‌ها معمولاً در مناطق خطوط میدان باز قرار دارند



شکل ۱۰.۱۸ یک تصویر پرتو X از خورشید که حفرهٔ خرمی را که در سطح خورشید گسترش یافته است نشان می‌دهد. گسیل پرتو X از این ناحیه بسیار کم است.

که قبل از بسته شدن می‌توانند از خورشید بسیار دور شوند، و فرار ماده از سطح خورشید در این مناطق از منطقه با خطوط میدان بسته، یعنی حلقه‌ها، راحت‌تر است.

### ۳.۳.۱۸ چشمهٔ انرژی و گرم شدن فام‌سپهر و خرمن

قبلاً گفتیم که انتقال گرما فقط از مناطق با دمای بالاتر به مناطق خنک‌تر صورت می‌گیرد. چون خورشید در سطح انرژی از دست می‌دهد، انرژی باید از لایه‌های عمیق‌تر به سطح منتقل شود، پس انرژی خورشید باید به طرف خارج کاهش یابد. ما طیف خطوط جذبی را به عنوان دلیلی برای گرادیان دما به طرف خارج ذکر کردیم. پس دما چگونه می‌تواند در لایه‌های بسیار خارجیتر خورشید افزایش یابد؟ چگونه انتقال گرمای تابشی خورشید می‌تواند از شیدسپهر نسبتاً خنک به خرمن با دمای زیاد صورت گیرد؟ پاسخ پرسش اخیر آن است که گرما به خرمن با دمای زیاد جریان نمی‌یابد، بلکه فقط از میان آن می‌گذرد. مادهٔ موجود در خرمن به قدری کم است که تابش شیدسپهری متوجه وجود این ماده نمی‌شود. اساساً تابش شیدسپهری در خرمن جذب نمی‌شود. عمق اپتیکی خرمن از مرتبهٔ  $10^{-10}$  است. میانگین عمق اپتیکی فام‌سپهر در حدود  $10^{-4}$  است. این لایه‌ها،

برخلاف شیدسپهر، انرژی خود را از تابشی که از لایه‌های عمیقتر سرچشمه گرفته‌اند و در این لایه‌ها جذب می‌شوند، نمی‌گیرند. پس سازوکار گرم‌شدن فام‌سپهر و خرمن چیست؟ این پرسش، به ویژه در دهه اخیر که ماهواره کاوشگر فرابنفش بین‌المللی (IUE) و ماهواره پرتو X، رصدخانه اینشتین، به فضا پرتاب شده‌اند، انگیزه مطالعات بسیار بوده است. پاسخ پرسش مربوط به چشمه‌های انرژی در لایه‌های مختلف را هنوز نمی‌توان با اطمینان داد؛ بحث در این مورد هنوز ادامه دارد.

فکر می‌کنم این توافق کلی وجود دارد که چشمه نهایی انرژی، منطقه به اصطلاح همرفت هیدروژن است که درست زیر لایه‌های مرئی شیدسپهر قرار دارد. ما تصویر دانه‌دانه‌شدن را دیده‌ایم. انتقال دوپلر خطوط موج‌دار سرعتی در حدود  $2 - 1 \text{ km/s}$  را نشان می‌دهد که به معنی  $500 \text{ km/h}$  است. این سرعتها در منطقه همرفت هیدروژن تولید می‌شود (نگاه کنید به جلد دوم). در این میدانهای سرعت قوی، نوفه‌های بسیار، یعنی امواج اکوستیکی، به وجود می‌آیند که در لایه‌های فام‌سپهری با چگالی کم به امواج شوکی تبدیل می‌شوند. آنها به تولید امواج مغناطو هیدرو دینامیکی در میدانهای مغناطیسی کلی خورشید، به ویژه در میدانهای مغناطیسی قوی اطراف لکههای خورشید، نیز می‌انجامند.

این شکلهای انرژی به صورت انرژی گرمایی نیستند، بلکه به اختصار "انرژی مکانیکی" خوانده می‌شوند. ساختار دما در امواج مؤثر است، اما آنها می‌توانند بدون توجه به گزادیان دما در هر جهت منتشر شوند. در انتشار این امواج، گزادیان چگالی و میدانهای مغناطیسی نقش اصلی را دارند. امواج اکوستیکی می‌توانند مقداری انرژی در لایه‌های پایین فام‌سپهری از دست بدهند. هنگامی که این امواج به امواج شوکی تبدیل شوند انرژی خود را بسیار سریعتر از دست می‌دهند. امواج مغناطو هیدرو دینامیکی نمی‌توانند در فام‌سپهر انرژی خود را با این سرعت از دست بدهند. ممکن است وسیله نقلیه‌ای وجود داشته باشد که انرژی مکانیکی را به خرمن منتقل کند و در آنجا بخشی از آن را به امواجی شبیه امواج اکوستیکی تبدیل و خرمن را گرم کند، اگرچه سازوکارهای گرم‌کردن دیگری نیز امکان پذیرند. هنوز جزئیات تولید این امواج را که اتلاف انرژی در فام‌سپهر و خرمن خورشید و سایر ستارگان مشابه را جبران می‌کنند به طور کامل نمی‌دانیم. مانند شیدسپهر، لایه‌بندی دمای حاصل را توازن انرژی ورودی و انرژی تلف شده تعیین می‌کند. در لایه‌های بالا، دمای خرمن به حدود  $1$  تا  $2$  میلیون درجه می‌رسد. این مناطق با دمای بالا منشأ "باد خورشیدی" معروف هستند. انرژی باد خورشیدی با افزایش دمای خرمن با شیب زیاد افزایش می‌یابد. باد این انرژی را خارج می‌کند و در نتیجه سازوکار خنک‌سازی بسیار کارآمدی است.

### ۴.۳.۱۸ باد خورشیدی

باد خورشیدی را اولین بار ال. بیرمان<sup>۱</sup>، که دنباله ستارگان دنباله‌دار را مطالعه کرده است، کشف کرد.



بخشهای یونیده این دنباله‌ها همواره از خورشید دور می‌شوند، مانند اینکه چیزی آنها را به بیرون هل می‌دهد. او حساب کرد که تابش خورشیدی به تنهایی توان این کار را ندارد، بنابراین باید ماده دیگری از خورشید با سرعت زیاد خارج شود و دنباله این ستارگان دنباله‌دار را به طرف خارج هل دهد. وقتی که موشکها، حرکتها و میدانهای مغناطیسی در مغناطیس سپهر زمین را بررسی کردند، معلوم شد که جریانی از ماده که با سرعت زیاد،  $500 \text{ km/s}$ ، از خورشید می‌آمد این میدان مغناطیسی را تغییر شکل می‌دهد. این جریان را "باد خورشیدی" نامیدند. سرعت آن در واقع بیشتر از باد است، اما چگالی این جریان بسیار کم،  $10^{-23} \text{ g/cm}^3$ ، است.

در مناطق سطحی خورشید با خطوط میدان مغناطیسی بسته، باد خورشیدی باید با نیروهای مغناطیسی مقابله کند. ماده یونیده نمی‌تواند از خطوط نیروی میدان بگذرد. (ذرات باردار مسیری مارپیچی را دور خطوط میدان می‌پیمایند). بنابراین خنک‌سازی باد خورشیدی در مناطق با این خطوط نیروی بسته کارایی کمتری دارد، و در نتیجه دما بالا باقی می‌ماند. در نواحی خطوط میدان "باز" خنک‌سازی توسط باد خورشیدی بسیار کارآمدتر است و انتظار داریم که دما در این مناطق از سطح ستاره کمتر باشد. این موضوع وجود حفره‌های خرمنی، مناطق با گسیل کم پرتو X در خرمن، را توجیه می‌کند.

## ۴.۱۸ خورشید فعال

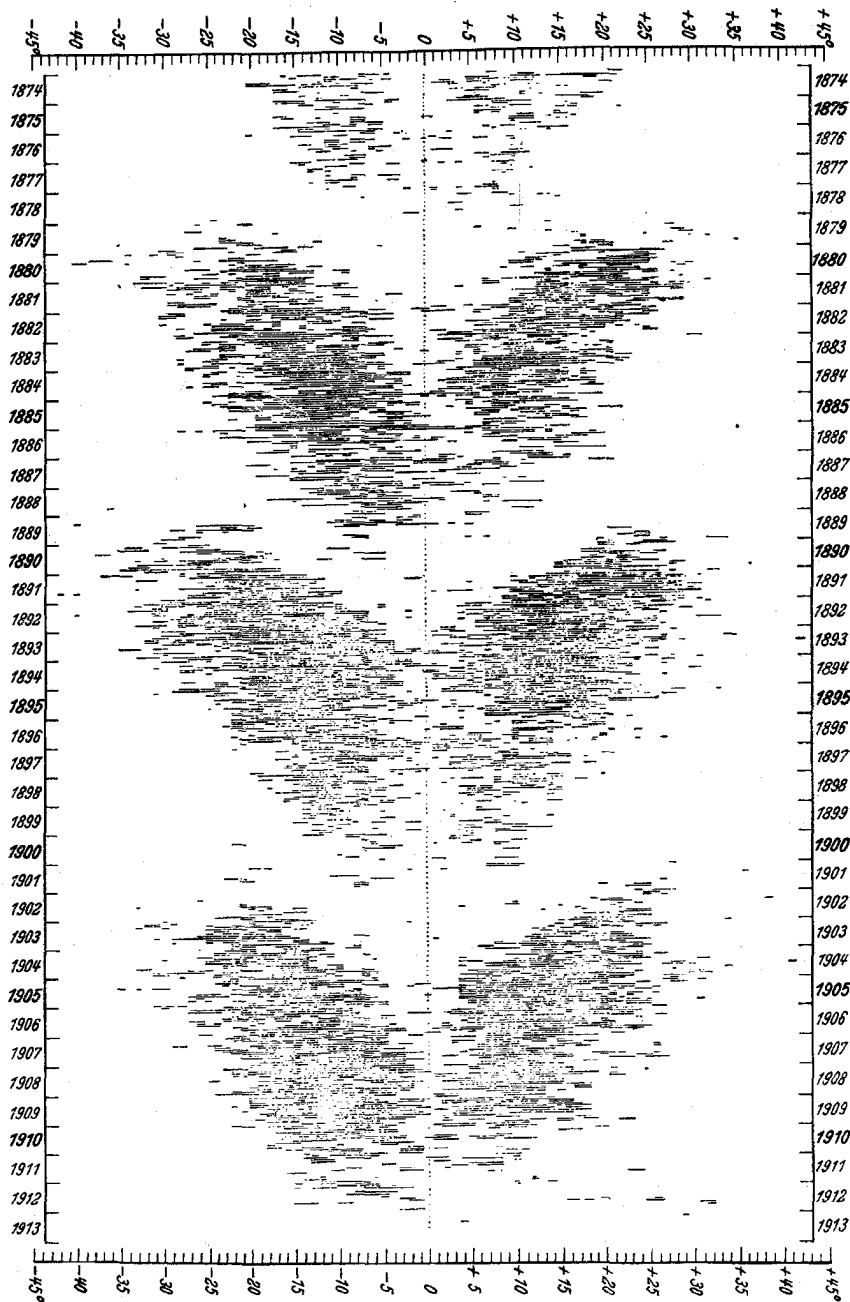
### ۱.۴.۱۸ نمودار پروانه

در تصویر قبلی از خورشید (شکل ۱.۱۸) یک لکه خورشیدی تاریک را دیدیم. هریک از این لکه‌های خورشیدی در حدود یک ماه دوام می‌آورد و سپس با ظاهر شدن لکه‌های جدید از بین می‌رود. تعداد لکه‌های خورشیدی، و مکان آنها بر حسب زمان تغییر می‌کند.

نمودار زیر (شکل ۱.۱۸) به نام نمودار "پروانه" محل لکه‌های روی خورشید را بر حسب زمان نشان می‌دهد. محور افقی عرض جغرافیایی، بر روی خورشید است. تعداد لکه‌های خورشیدی چرخه‌ای به طول تقریبی ۱۱ سال را نشان می‌دهد. برای یک چرخه جدید، ابتدا چند لکه در عرضهای تقریباً زیاد  $40^\circ$  ظاهر می‌شوند، و لکه‌های جدید بعدی نزدیکتر به استوا ظاهر می‌شوند. خود لکه‌های خورشیدی به طرف استوا حرکت نمی‌کنند، بلکه منطقه حرکت می‌کند.

در حالی که آخرین لکه‌های یک چرخه معین هنوز در حوالی استوا وجود دارند، اولین لکه‌های چرخه جدید در عرضهای بالاتر ظاهر می‌شوند.

این لکه‌های تاریک چیست‌اند؟ چرا تاریک‌اند؟ اولین شناخت در این مورد هنگامی به دست



شکل ۱۱.۱۸ عرض جغرافیایی محل لکه‌های خورشیدی بر حسب زمان نشان داده شده است. اولین لکه‌های خورشیدی چرخه جدید در عرضهای جغرافیایی حدود  $40^{\circ}$  ظاهر می‌شوند. بعداً لکه‌های خورشیدی در عرضهای پایینتر به وجود می‌آیند. آخرین لکه‌ها در عرضهای حدود  $35^{\circ}$  نمایان می‌شوند. این نمودار به واسطه شکل ظاهریش نمودار پروانه نامیده می‌شود.

آمد که هیل<sup>۱</sup> در ۱۹۰۸ متوجه شد که این لکه‌های خورشیدی مناطقی با میدان مغناطیسی قوی هستند.

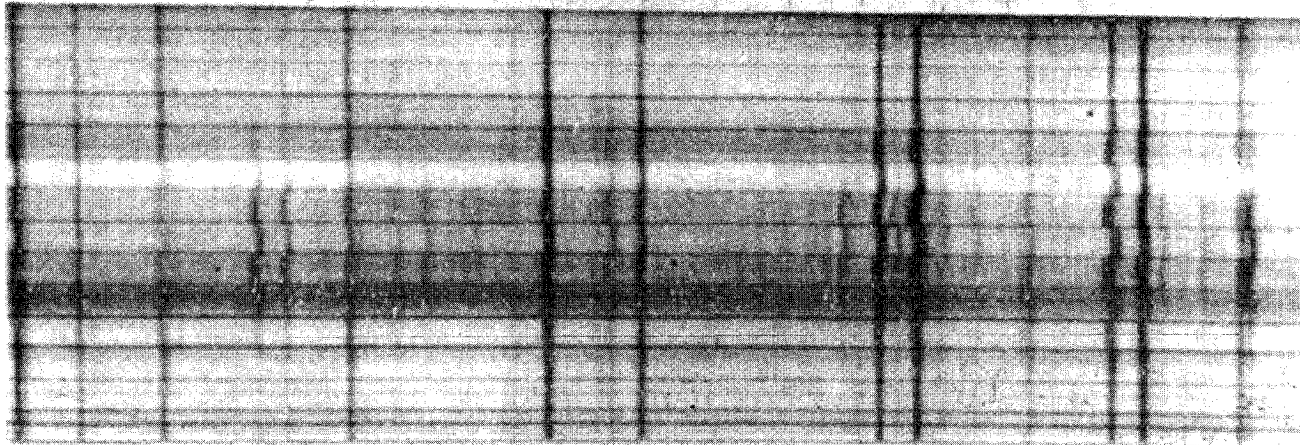
### ۲.۴.۱۸ میدان مغناطیسی در لکه‌های خورشیدی

در بخش ۲.۱۵ گفتیم که چگونه با استفاده از مغناطیس‌نگاری که بابکوک برای نخستین بار ساخت، می‌توان میدانهای مغناطیسی در ستارگان را اندازه گرفت. این دستگاه از اثر زیمان استفاده می‌کند: اگر یک چشمه نور در میدان مغناطیسی قوی قرار گیرد، خطهای طیفی به چند مؤلفه شکافته می‌شوند. مقدار شکافتگی با افزایش شدت میدان زیاد می‌شود. اختلاف طول موج بین مؤلفه‌های مختلف یک خط را می‌توان اندازه گرفت و شدت میدان را تعیین کرد. جهت میدان را نیز می‌توان مشخص کرد، زیرا نقش مؤلفه‌ها، یعنی شدت نسبی و چگونگی قطبش نور آنها، با جهت میدان نسبت به خط دید تغییر می‌کند. اندازه‌گیریهای اثر زیمان در لکه‌های خورشیدی نشان داده است که این لکه‌ها دارای میدانهای مغناطیسی چند هزار گاوس در تاریکترین بخش هستند که که سایه نامیده می‌شوند (نگاه کنید به شکل ۱.۱۸). در شکل ۱۲.۱۸ طیف یک لکه خورشیدی را می‌بینیم که در آن یک نوار طیف یک جهت قطبش، و نوار مجاور جهت دیگر قطبش را نشان می‌دهد. زوج طیف بعدی بخش مجاور لکه خورشیدی را نشان می‌دهند. انتقال خط دو طیف مجاور به روشنی حضور میدان مغناطیسی را نشان می‌دهد. به نظر می‌رسد که میدان عمدتاً طولی باشد، که به معنی قائم در قسمت سایه است، اما در نیمسایه خم می‌شود. به هیچ وجه نمی‌دانیم که چرا چنین مرز بارزی میان سایه و نیمسایه و محیط اطراف وجود دارد، همین‌طور تفاوت روشنی بین سایه و نیمسایه را نیز نمی‌فهمیم.

وقتی قطبیت میدانهای مغناطیسی را مطالعه می‌کنیم، در می‌یابیم که هرگاه دو لکه همبستگی نزدیکی داشته باشند، دارای قطبیت مخالف‌اند. در گروههای بزرگ لکه‌های خورشیدی، قطبیتهای مخالف را در دو نیمه‌گروه نیز می‌یابیم. نکته جالب آن است که در طول یک چرخه لکه خورشیدی قطب شمال همواره روی لکه قبلی است (قبل نسبت به دوران خورشید) و قطب جنوب روی لکه بعدی برای یک نیم‌کره و مخالف آن برای نیم‌کره دیگر. در چرخه بعد قطبیتها وارون می‌شود (نگاه کنید به شکل ۱۳.۱۸). پس در واقع، اگر تغییرات قطبیت مغناطیسی را به حساب آوریم، چرخه لکه خورشیدی تقریباً ۲۲ سال می‌شود.

### ۳.۴.۱۸ دوران دیفرانسیلی خورشید

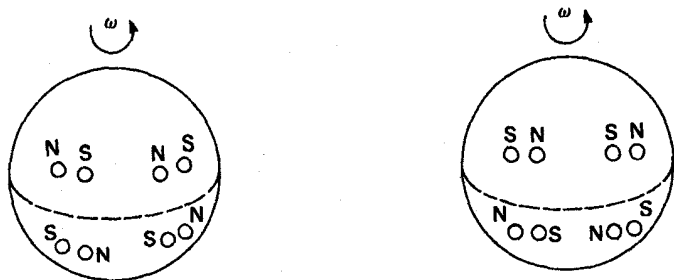
دوران خورشید را می‌توان با اندازه‌گیری سرعت لکه خورشیدی بر روی قرص به بهترین نحو اندازه



شکاف طیف نگار



شکل ۱۲.۱۸ طیف لکه خورشیدی که با مغناطیس نگار گرفته شده است. محور عمودی مختصه مکان در امتداد شکاف طیف نگار است. نواحی تاریک محل لکه خورشیدی را نشان می دهند. محور افقی طول موج نور است. نور مشاهده شده در دو طیف مجاور ناشی از یک ناحیه خورشید اما با دو جهت مخالف قطبش دایره ای است (نگاه کنید به فصل ۱۶). اثر زیمان ناشی از میدان مغناطیسی در لکه های خورشیدی به وضوح به صورت انتقال خطهای طیفی در جهت مخالف قطبش دیده می شود که نشانگر میدانهای مغناطیسی چند هزار گاوس است.



شکل ۱۳.۱۸ در طول دوره ۱۱-ساله چرخه لکه خورشیدی قطب شمال مغناطیسی همواره در نقطه قبلی در نیمکره شمالی و در نقطه بعدی در نیمکره جنوبی است. در چرخه ۱۱-ساله بعد قطبها وارون می‌شوند.

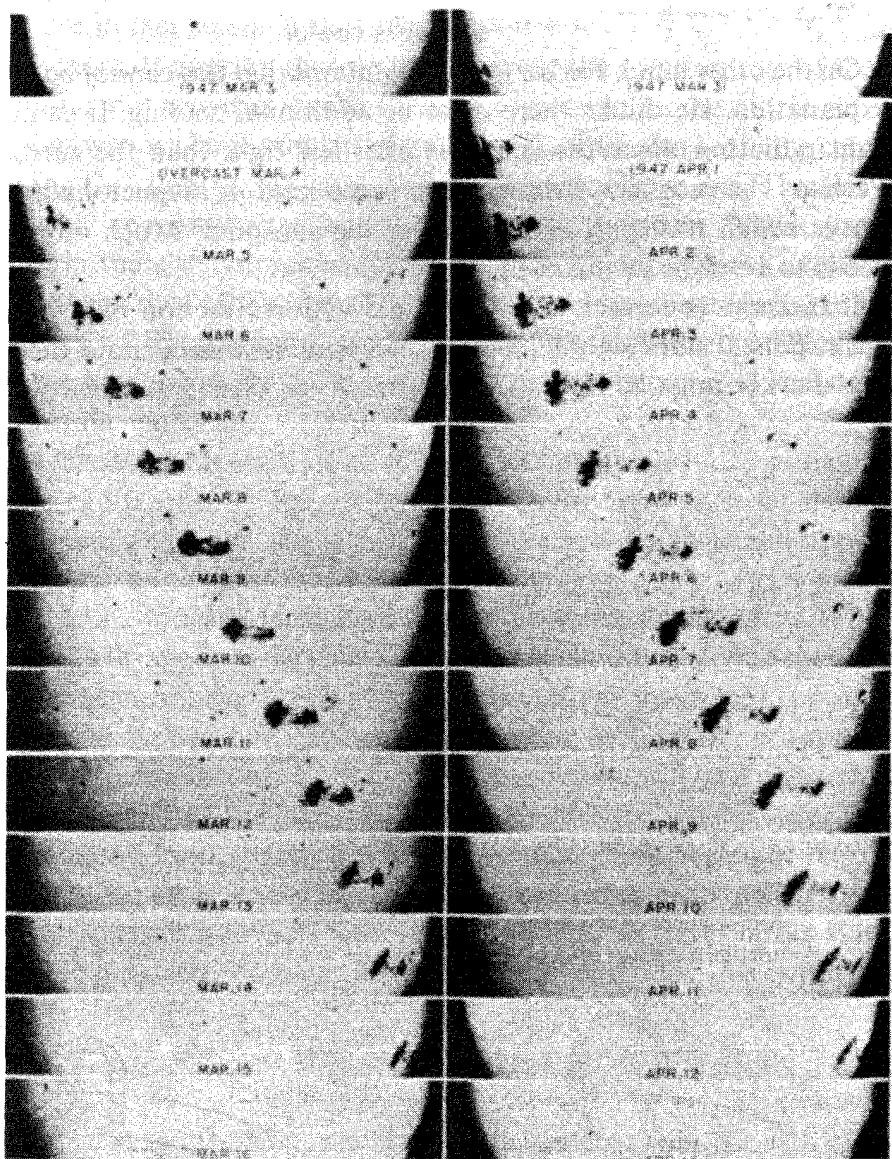
گرفت (نگاه کنید به شکل ۱۴.۱۸). میانگین دوره دوران خورشید تقریباً ۲۶ روز، یعنی تقریباً مانند دوره مداری ماه است. اما، لکه‌های نزدیکتر به استوا تا اندازه‌ای سریعتر از لکه‌های دورتر از آن می‌چرخند. این موضوع را دوران دیفرانسیلی خورشید می‌نامند.

### ۴.۴.۱۸ توضیحی ممکن برای چرخه لکه خورشیدی

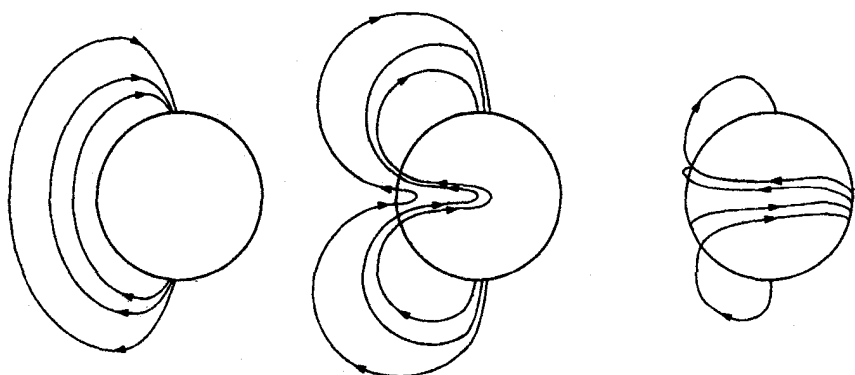
در دماها و چگالیهای خورشیدی، چند تا از عناصر سنگین چون آهن و سیلیسیم یک الکترون از دست می‌دهند، بنابراین ماده خورشیدی حاوی تعداد زیادی الکترون آزاد است. این موضوع آن را رسانایی خوب برای جریانهای الکتریکی می‌سازد. این گاز دارای ذرات باردار را پلاسما نیز می‌نامند. پلاسما نمی‌تواند از میان خطهای نیروی مغناطیسی حرکت کند زیرا الکترونها باید همواره حول این خط حرکت مارپیچی داشته باشند. اگر پلاسما بخواهد عمود بر میدان مغناطیسی حرکت کند باید خطوط نیروی مغناطیسی را همراه ببرد. می‌گوییم خطوط نیروی مغناطیسی در ماده منجمد شده‌اند. بر مبنای این اطلاعات می‌توان توجیه ساده زیر را در باره چرخه خورشیدی ارائه کرد.

دیدیم که استوای خورشید با سرعتی بیش از عرضهای بالاتر می‌چرخد. به واسطه این تغییر سرعت، خطوط نیروی مغناطیسی مطابق شکل ۱۵.۱۸ واپیچیده می‌شوند. جهت این خطوط نیرو در نیمکره‌های شمالی و جنوبی عکس یکدیگر است.

اگر این «رشته» مغناطیسی در سطح خورشید در نواحی مختلف پاره شود، زوجهایی از لکه‌های مغناطیسی مشاهده می‌شوند که در آنها جهت قطبیت همواره یکسان است (نگاه کنید به شکل ۱۶.۱۸). چون جهت میدان در نیمکره‌های شمالی و جنوبی در امتداد «رشته‌ها» مخالف هم است. قطبیت شمال-جنوب این لکه‌ها نیز معکوس می‌شود.



شکل ۱۴.۱۸ آهنگ دوران خورشید را می‌توان در حرکت‌های لکه‌های خورشید حول خورشید دید. لکه‌های نزدیک استوا تا اندازه‌ای سریعتر از لکه‌های در عرض‌های جغرافیایی بیشتر حرکت می‌کند.



شکل ۱۵.۱۸ خطوط نیروی مغناطیسی روی خورشید در ماده منجمد شده‌اند. آنها به واسطه دوران دیفرانسیلی خورشید پیچ خورده‌اند. مؤلفه‌های افقی خطوط نیروی مغناطیسی در نیم‌کره‌های شمالی و جنوبی در جهت‌های مخالف هستند.



شکل ۱۶.۱۸ وقتی رشته‌های مغناطیسی در شکل ۱۵.۱۸ از سطح خورشید خارج می‌شوند، زوج لکه‌های خورشیدی با قطبیت مخالف مشاهده می‌شوند، که همواره در یک نیم‌کره دارای سمتگیری یکسان اما در نیم‌کره‌های شمالی و جنوب دارای سمتگیری مخالف هستند.

در چرخه خورشیدی بعدی میدان مغناطیسی کلی خورشید معکوس می‌شود و در نتیجه قطبها نیز وارون می‌شوند، اما در نیم‌کره‌های شمالی و جنوبی عکس یکدیگر خواهند بود. باید تأکید کنیم که این تصویر بسیار ساده‌شده‌ای از فرایندهای دخیل است، اما لااقل می‌توانیم مشخصات اصلی آن را بدین طریق بفهمیم. برای انجام بهتر کار باید از نظریه دینامو بهره بگیریم که برای دوران ناصب تغییرات دوره‌ای در میدان مغناطیسی کلی را نشان می‌دهد.

### ۵.۴.۱۸ دمای لکه‌های خورشید

چون لکه‌های خورشید تاریک‌اند، گاز موجود در این مناطق باید خنک‌تر از اطراف باشد. چه عاملی سبب خنک‌شدن لکه‌های خورشید می‌شود؟ برای خنک‌کردن گاز یا باید انرژی بیشتری از سطح

آن گرفت یا انرژی کمتری از زیر به آن داد. منجمان نمی‌توانند در مورد توجیه صحیح توافق کنند. بیرمان (۱۹۴۱) پیشنهاد کرد که انرژی کمتری از پایین به گاز موجود در لکه خورشید داده می‌شود. قبلاً گفتیم که در زیر سطح خورشید یک منطقه همرفت وجود دارد. ماده متحرک انرژی را به سطح منتقل می‌کند. در میدانهای مغناطیسی قوی لکه‌های خورشید، ماده نمی‌تواند به راحتی حرکت کند، بنابراین همرفت احتمالاً انرژی کمتری را به سطح منتقل می‌کند. این موضوع می‌تواند لکه‌های خورشید را خنکتر نگه دارد.

از طرف دیگر، به عقیده پارکر<sup>۱</sup> (۱۹۷۴) این نمی‌تواند توضیح درست باشد. به گمان او باید عامل خنک‌کننده دیگری وجود داشته باشد. این عامل تابش نور نیست، زیرا لکه‌های خورشیدی نور کمتری از محیط اطراف خود گسیل می‌دارند. شاید میدان مغناطیسی سبب تولید نوعی امواج مغناطوایدرویدینامیکی شود که انرژی را از لکه‌های خورشیدی خارج می‌کنند؟ پژوهش بیشتری باید در این زمینه انجام شود.

اگر حق با بیرمان باشد، فقط ستارگان دارای مناطق همرفتی می‌توانند لکه‌های تاریک داشته باشند. اگر ستارگان بدون مناطق همرفتی دارای لکه‌های تاریک باشند، پس حق با پارکر است. به نظر می‌رسد که شواهد رصدی نشان می‌دهند که ستارگان بدون مناطق همرفتی دارای لکه‌های تاریک‌اند. اما نمی‌دانیم که آیا آنها لکه‌های مغناطیسی هستند.

### ۶.۴.۱۸ فعالیت ستاره‌ای و دوران ستاره‌ای

در فصل ۱۳ دیدیم که آهنگهای دوران ستاره‌ای برای ستارگان خنکتر از نوع طیفی F۵ ناگهان کاهش می‌یابد. برای این ستارگان خنکتر، سرعتهای دورانی در واقع به اندازه‌ای کوچک‌اند که نمی‌توان آنها را از روی عرض خط اندازه گرفت. به نظر می‌رسد که نمی‌توانیم آهنگ دوران این ستارگان را از روی فعالیت لکه‌های ستاره‌ای شبیه آنچه برای خورشید مشاهده می‌شود اندازه بگیریم. در مناطق فعال خورشید که تعداد زیادی از این لکه‌ها مشاهده می‌شود، در مرکز خطوط قوی  $Ca^+$  نیز در طول موجهای ۳۹۳۳ و  $3968\text{\AA}$  به صورت خطوط گسیلی ضعیف می‌بینیم. این خط در مناطق فعال از طیف کل ستاره قویتر است. هنگامی که این مناطق فعال، به علت دوران خورشید، به پشت آن می‌روند و دیگر نمی‌توانیم آنها را ببینیم، گسیل در مرکز خطوط  $Ca^+$  در طیف کلی خورشید ضعیفتر می‌شود. اندازه‌گیری این اثر برای خورشید، به علت ضعیف بودن خطی گسیلی، دشوار است، اما در بسیاری از ستارگان خنک این گسیل بسیار قویتر است.

وقتی خطوط گسیلی K برای  $Ca^+$  ستاره‌ای را در  $3933\text{\AA}$  بر حسب زمان اندازه می‌گیریم،



اغلب تغییراتی را مشاهده می‌کنیم که نیمه‌دوره‌ای است. این موضوع اگر ستاره دوران کند قابل درک است. وقتی ناحیه فعال پشت ستاره پنهان می‌شود، گسیل کاهش می‌یابد؛ وقتی در نیم‌دور بعد لکه‌ها مجدداً در لبه دیگر ظاهر می‌شوند، گسیل دوباره قوی می‌شود. وقتی لکه سرانجام ناپدید شد، دیگر نمی‌توان گسیل از این ناحیه را دید، اما در این بین ممکن است گروه لکه‌های فعال دیگری در جای دیگر ستاره تشکیل شوند که گسیل از آنها مشاهده شود. اما شاید این گروه در روی قرص ستاره‌ای مقداری جلو رفته باشد، و اختلاف فازی بین دوران لکه اول و مقدار مربوط به لکه دوم وجود خواهد داشت. این موضوع باعث انحرافات از رفتار کاملاً دوره‌ای می‌شود. با وجود این، دوره‌های دوران به این ترتیب اندازه‌گیری شده‌اند. معلوم شده است که فعالیت فام‌سپهر ستاره‌ای معمولاً با زیاد شدن آهنگهای دوران ستارگان افزایش می‌یابد. به نظر می‌رسد که فقط ستارگان  $F$  اولیه یک استثنا باشند، دلیل این موضوع هنوز معلوم نشده است.

## جذب میان ستاره‌ای

### ۱.۱۹ مقدمه

اگرچه این جلد فقط به رصدهای ستاره‌ای و نظریه ساختار ستاره‌ای اختصاص دارد، اما باید قدری در باره ماده میان ستاره‌ای، یعنی ماده‌ای که بین ستارگان موجود است، صحبت کنیم، چون نور ستارگان، به ویژه ستارگان دوردست، باید قبل از رسیدن به ما از این ماده بگذرد. نور ستاره، درست مانند جذب در جو زمین، از جذب میان ستاره‌ای، که خاموشی میان ستاره‌ای نیز نامیده می‌شود، تأثیر می‌پذیرد. به واسطه جذب بخشی از نور در گاز میان ستاره‌ای و ذرات میان ستاره‌ای، که گردوغبار نامیده می‌شوند، نمی‌توانیم همه نور گسیل شده از ستاره را مشاهده کنیم. درست مانند مورد جو زمین، باید برای این جذب میان ستاره‌ای تصحیح به عمل آوریم. برای جو زمین می‌توانیم خاموشی را با مشاهده ستاره در فاصله‌های سمت الرأس متفاوت، یعنی طول مسیرهای متفاوت در جو، تصحیح کنیم. برای خاموشی میان ستاره‌ای نمی‌توان این کار را انجام داد زیرا طول مسیر در محیط میان ستاره‌ای همواره یکسان است. باید راههای دیگری برای تعیین تأثیر خاموشی میان ستاره‌ای پیدا کنیم. اصولاً، خاموشی میان ستاره‌ای دارای دو مؤلفه است: جذب توسط دانه‌ها، و جذب به وسیله

گاز. این مؤلفه‌ها معمولاً و نه الزاماً، به یکدیگر وابسته‌اند. در بندهای بعد در باره هر دو مؤلفه بحث می‌کنیم و می‌بینیم که چگونه می‌توانیم اطلاعاتی در این مورد به دست آوریم.

## ۲.۱۹ غبار میان ستاره‌ای

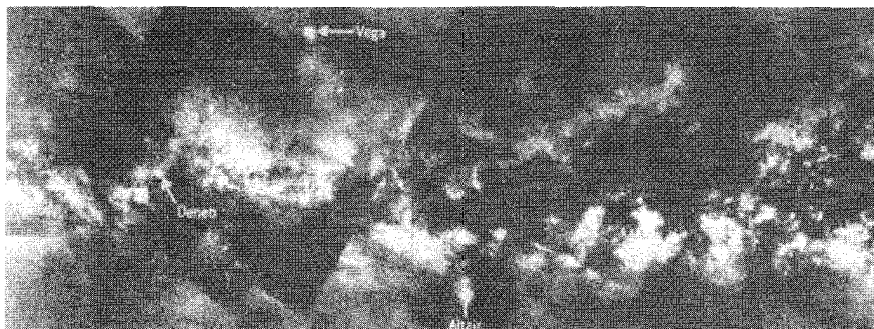
### ۱.۲.۱۹ نمود کلی

وقتی به تصویر راه شیری می‌نگریم، مناطقی با تعداد زیادی ستاره را می‌بینیم که درست در کنار آنها، ناحیه‌هایی وجود دارد که مشکل می‌توان در آن ستاره‌ای را یافت. قطعه‌های تاریک مخلوط با ماده روشن را می‌توان در بسیاری از قسمت‌های آسمان (مثلاً، نگاه کنید به شکل ۱.۱۹) دید. در تصویر کوچ مقیاس راه شیری در شکل ۲.۱۹ برشهای یک راه تاریک را می‌بینیم که راه شیری را تقریباً دو نیم کرده است.

این پرسش مطرح است که آیا ستارگان به صورت ناهمگن توزیع شده‌اند، یا چیزی آنها را می‌پوشاند؟ وقتی می‌خواهیم کهکشانهای خارجی را پیدا کنیم، با مشکل یافتن آنها در صفحه



شکل ۱.۱۹ در آسمان، مناطق تاریکی را با چند ستاره در کنار منطقه‌های روشنتر با تعداد زیادی ستاره می‌بینیم. در این تصویر سحابی به اصطلاح کله اسبی را مشاهده می‌کنیم.



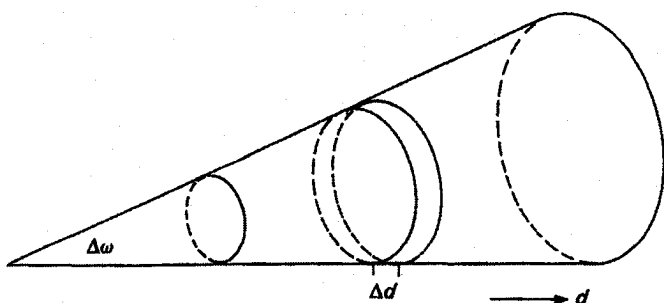
شکل ۲.۱۹ تصویر ترکیبی راه شیری نشان داده شده است. خطوط مرزی، صفحات عکاسی مختلف به روشنی دیده می‌شوند. همین‌طور راههای تاریک بزرگی را می‌بینیم که راه شیری را تقریباً دو نیم کرده‌اند.

کهکشان راه شیری، یعنی صفحه کهکشان ما، روبه‌رو می‌شویم. به این دلیل صفحه کهکشان، یا راه شیری، را منطقه اجتناب می‌نامند. این موضوع نشان می‌دهد که در واقع در صفحه کهکشان جذب صورت می‌گیرد، زیرا دلیلی ندارد که کهکشانهای دیگر توجه خاصی به کهکشان ما داشته باشند. چگونه می‌توانیم با اطمینان تصمیم بگیریم که منطقه‌های تاریک در واقع مناطق با جذب شدید هستند و نه حفره‌هایی در راه شیری؟ می‌توانیم با استفاده از نمودار معروف ولف<sup>۱</sup>، به کمک آمار، در این مورد تصمیم بگیریم.

### ۲.۲.۱۹ نمودار ولف

بباید به برخی مناطق آسمان بنگریم و بدین وسیله تمام ستارگان موجود در یک مخروط فضایی به گشودگی  $\Delta\omega$  را مشاهده کنیم. همه این ستارگان روی ناحیه معینی از آسمان تصویر شده‌اند (نگاه کنید به شکل ۳.۱۹). فقط ستارگان از یک نوع، مثلاً ستارگان  $A^{\circ}V$  را بررسی می‌کنیم، به عبارت دیگر ستارگان با طیف شبیه وگا. همه ستارگان از این نوع دارای قدر مطلق یکسان  $M_v$  هستند. (ستارگان درخشان بیشتری مانند ستارگان  $A^{\circ}$  حول غولها و آبرغولها وجود دارند، اما دیدیم که آنها را می‌توان از روی طیفشان تشخیص داد.)

بگذارید فرض کنیم که ستارگان به صورت همگن در این مخروط توزیع شده‌اند و تعداد ستارگان  $A^{\circ}V$  در هر  $pc^3$  برابر است با  $n$ . پس تعداد ستارگان  $A^{\circ}V$  موجود در حجم  $V$  برابر است با  $N = n \cdot V$ . اکنون بخشی از پوسته کروی در فاصله  $d$  و با ضخامت  $\Delta d$  را در نظر می‌گیریم، که مخروط آن را قطع کرده است (شکل ۳.۱۹ را ببینید). کره به طور کامل با زاویه فضایی  $4\pi$  توصیف



شکل ۳.۱۹ مشاهده تمام ستارگان موجود در منطقه معینی از آسمان با مشاهده همه ستارگان موجود در مخروطی با گشودگی زاویه فضایی  $\Delta\omega$  متناظر است، که اندازه آن را گستره منطقه مورد مشاهده در آسمان تعیین می‌کند.

شده است. حجم بخشی از کره با گشودگی زاویه  $\Delta\omega$  از کسر  $\Delta\omega/4\pi$  به دست می‌آید، یعنی

$$V = 4\pi d^3 \Delta d \Delta\omega / 4\pi \quad (۱.۱۹)$$

تعداد ستارگان  $A^{\circ}V$  در این حجم برابر است با

$$N(d) = n \cdot V = n \cdot d^3 \cdot \Delta\omega \cdot \frac{\Delta d}{d} \quad (۲.۱۹)$$

همه این ستارگان دارای قدر بصری ظاهری زیر هستند

$$m_v = M_v + 5 \log d - 5 \quad (۳.۱۹)$$

یا، برای تغییر فاصله  $\Delta \log d$ ، تغییری در قدر بصری ظاهری به مقدار زیر می‌یابیم

$$\Delta m_v = 5 \cdot \Delta \log d = 5 \cdot \log e \cdot \Delta \ln d = 2,171 \cdot \Delta \ln d = 2,171 \cdot \Delta d / d \quad (۴.۱۹)$$

$\Delta m_v$  معین با  $\Delta \ln d = \Delta d / d = \Delta m_v / 2,171$  پس برای  $m_v$

معین، طبق رابطه (۳.۱۹) داریم

$$\log d = \frac{m_v - M_v + 5}{5} = \frac{m_v}{5} - \frac{M_v}{5} + 1 \quad (۵.۱۹)$$

که  $d$  بر حسب pc به دست می‌آید. برای ستارگان  $A^{\circ}V$  نزدیک مانند وگا معلوم است؛  $m_v$  اندازه‌گیری می‌شود.

تعداد ستارگان  $A^{\circ}V$  با قدرهای ظاهری بین  $m_v$  و  $m_v + \Delta m_v$  از روی تعداد ستارگان موجود در فاصله  $d$  و  $d + \Delta d$  به دست می‌آید که برای آنها رابطه بین  $\Delta m_v$  و  $\Delta d/d$  از رابطه (۴.۱۹) تعیین می‌شود. از (۲.۱۹) به دست می‌آوریم

$$\log N[m_v(d)] = \log n + 3 \cdot \log d + \log(\Delta\omega \cdot \Delta \ln d) \quad (۶.۱۹)$$

اگر چگالی ستاره‌ای همگنی را با  $n$  ستاره در واحد حجم در نظر بگیریم که به معنی مقدار  $n$  ثابت است. برای یک مقدار  $\Delta \ln d$  معین متناظر با  $\Delta m_v$  خاص برای بازه قدری که ستارگان را می‌شماریم، همه جمله‌های طرف راست رابطه (۶.۱۹)، بجز جمله  $\log d$ ، که تابع  $m_v$  ای است که برای آن ستارگان را می‌شماریم، ثابت هستند. بنابراین، می‌توانیم رابطه (۶.۱۹) را به صورت زیر بازنویسی کنیم

$$\log N[m_v(d)] = 3 \cdot \log d + \text{ثابت} \quad (۷.۱۹)$$

با

$$\text{ثابت} = \log \Delta\omega + \log \frac{\Delta m_v}{۲,۱۷۱} + \log n$$

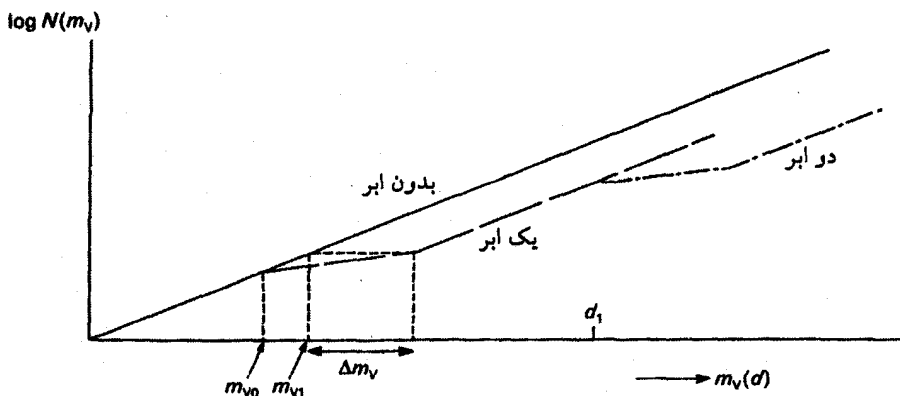
با قرار دادن مقدار  $\log d$  از رابطه (۵.۱۹) به دست می‌آوریم

$$\log N[m_v(d)] = ۰,۶m_v + \text{ثابت} \quad (\text{الف } ۷.۱۹)$$

که مقدار ثابت این رابطه با رابطه (۷.۱۹) تفاوت دارد. زیرا شامل جمله ناشی از قدرهای مطلق ستارگان مورد مطالعه نیز هست.

بنابراین نمودار  $\log N$  بر حسب  $m_v$  باید به صورت خط راست (نگاه کنید به شکل ۴.۱۹) باشد. این نمودار ولف است.

اکنون فرض کنید که یک ابر جذب‌کننده در فاصله  $d = d_0$  باشد، که برای آن  $m_v = m_{v_0}$ . فرض کنید که این ابر ۷۵٪ نور ستارگان پشت خود را جذب کند و فقط ۲۵٪ نور را باقی بگذارد، که به معنی کاهش نور با ضریب ۴ و افزایش قدر با ضریب ۱٫۵ برای همه ستارگان پشت آن است. برای فاصله معین، البته تعداد ستارگان تغییر نمی‌کند، پس برای  $N(d)$  برای  $d > d_0$  ثابت می‌ماند، اما قدر ظاهری این ستارگان با ضریب ۱٫۵ افزایش می‌یابد. رابطه میان  $\log N$  و  $m_v$  به صورتی در می‌آید که با خط چین در شکل ۴.۱۹ نشان داده شده است. برای این شکل، همچنین فرض

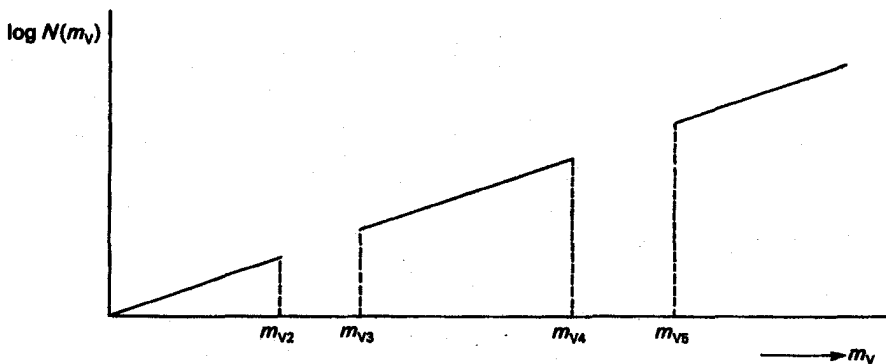


شکل ۴.۱۹ یک نمودار کلی ولف نشان داده شده است. برای چگالیهای ستاره‌ای همگن، انتظار یک رابطه خطی میان لگاریتم تعداد ستارگان از نوع مشخص،  $\log N$  (با قدر بصری مطلق معین) و قدرهای بصری ظاهری (نگاه کنید به خط پر) را داریم. اگر یک ابر میان ستاره‌ای بین ما و ستارگان وجود داشته باشد، قدرهای ظاهری همه ستارگان پشت ابر، به مقداری که جذب در ستاره آن را مشخص می‌کند، افزایش می‌یابد. رابطه میان  $\log N$  و  $m_v$  به اندازه لگاریتم خط چین انتقال می‌یابد. یک ابر دیگر پشت ابر اول می‌تواند باعث انتقال اضافی شود (خط خط چین-نقطه چین).

می‌کنیم که ابر در فاصله  $\Delta d$  متناظر با  $\Delta m_{v,d} = m_{v,1} - m_{v,0}$  گسترش یافته است. بدون این گستره محدود ابر، خط چین کوتاه در شکل را باید به صورت افقی رسم کرد، زیرا  $m_v$  ستارگان یا به اندازه ۱.۵ تغییر می‌کند یا اصلاً تغییر نمی‌کند. اگر ابر گسترده باشد، ستارگان موجود در ابر، بر حسب مکان خود در آن، انتقالهای متفاوت خواهند داشت.

اگر در فاصله بیشتر  $d = d_1$  ابر دیگری وجود داشته باشد، ممکن است انتقال دیگری در توزیع، مطابق منحنی خط-نقطه در شکل ۴.۱۹ به دست آوریم. در نتیجه نمودار نه تنها نمی‌تواند تعیین کند که آیا ابری وجود دارد یا نه، بلکه محل، گستره، و میزان جذب آن را نیز مشخص نمی‌کند.

اگر ابر جذب‌کننده‌ای وجود نداشت، بلکه به جای آن "حفره‌ای" در توزیع ستارگان بین  $d_1$  و  $d_2$  موجود بود، چه می‌دیدیم؟ اگر این فاصله‌ها با قدرهای ظاهری  $m_{v,2}$  و  $m_{v,3}$  متناظر باشند، همه ستارگان با  $m_{v,2} < m_v < m_{v,3}$  گم می‌شوند. برای این قدرها  $N$  برابر صفر است. ستارگان در فاصله‌های بیشتر معمولاً تحت تأثیر قرار نمی‌گیرند. بلکه احتمالاً همان چگالی میانگین را دارند. بنابراین شمارش ستارگان برای  $m_v$  بزرگتر یکسان خواهد بود. بنابراین، رابطه بین  $\log N$  و  $m_v$  به صورت شکل ۵.۱۹ است، که در آن فرض کرده‌ایم دو حفره یکی در  $m_{v,2} = m_{v,3}$  و دیگری



شکل ۵.۱۹ نمودار ولف نشان می‌دهد که حفره‌هایی در چگالی عددی ستارگان در فاصله‌های متناظر با قدرهای بصری  $m_{v2}$  و  $m_{v4}$  وجود دارد، اما در فاصله‌های متناظر با قدرهای بصری  $m_{v3}$  یا  $m_{v5}$  وضعیت عادی است. در این مورد هیچ ستاره‌ای با قدرهای ظاهری بین  $m_{v2}$  و  $m_{v3}$  یا قدرهای بین  $m_{v4}$  و  $m_{v5}$  را نخواهیم دید. "حفره‌هایی" در نمودار  $\log N(m_v)$  وجود دارد.

در  $m_v = m_{v4}$  وجود دارد. در این مورد نمودار ولف بسیار متفاوت از نمودار با ابرها به نظر می‌رسد. بنابراین این نمودار ولف امکان تشخیص "حفره‌های" موجود در توزیع ستاره‌ای را از یک ابر میان ستاره‌ای جذب‌کننده فراهم می‌آورد. در شکل ۶.۱۹ مثالی از یک نمودار مشاهده شده را آورده‌ایم که به روشنی نشان می‌دهد که ابرهای میان ستاره‌ای ستارگان را پنهان کرده‌اند.

### ۳.۲.۱۹ سرخ‌شوندگی میان ستاره‌ای

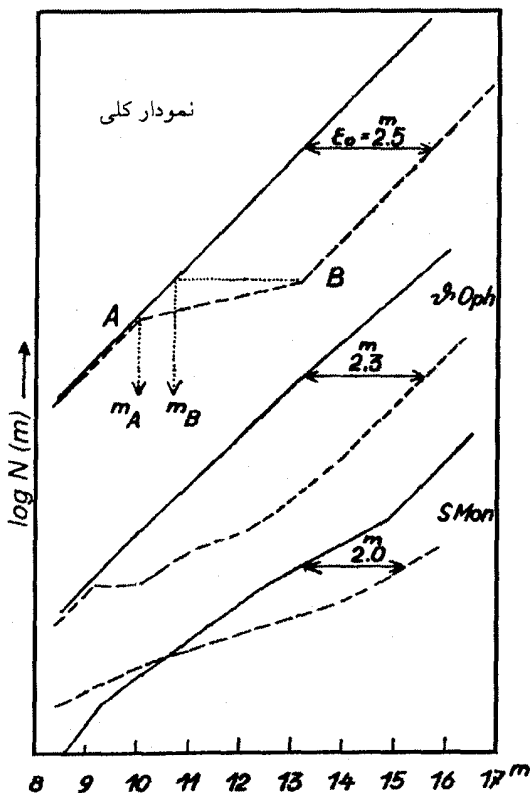
آنچه در بخش قبل توصیف شد را می‌توان البته با قدرهای آبی و فرابنفش به همین ترتیب انجام داد. سپس می‌توان دریافت که همین ابرها در آبی یا فرابنفش چقدر جذب می‌کنند. این مطالعات نشان داده‌اند که جذب در آبی بیشتر و در فرابنفش باز هم زیادتر است. برای اغلب ابرها به دست می‌آوریم

$$\Delta m_B = 1.3 \cdot \Delta m_v \quad \text{و} \quad \Delta m_U = 1.53 \Delta m_v \quad (۸.۱۹)$$

چون قدرهای B و U بیش از قدرهای V افزایش می‌یابند، رنگ ستارگان بر اثر جذب میان ستاره‌ای تغییر می‌کند. تقریباً به دست می‌آوریم

$$\Delta m_B - \Delta m_v = \Delta(B - V) = \Delta m_v (1.31 - 1) = \Delta m_v \cdot 0.31 \quad (۹.۱۹)$$





شکل ۶.۱۹ در زیر نمودار کلی ولف، شکل ۴.۱۹، نمودارهای واقعی ولف را برای منطقه اطراف ستاره‌های حوا و اطراف ستاره S تکشاخ می‌بینیم. ستارگان پشت ابرها، به واسطه جذب در ماده میان ستاره‌ای موجود در ابرها، به اندازه ۲.۳ و ۲.۰ قدر کم‌نورترند.

یا

$$\Delta m_v = 3.2 \cdot \Delta(B - V) \quad (10.19)$$

یا

$$\frac{\Delta(B - V)}{\Delta m_v} = 0.31 \quad \text{و} \quad \frac{\Delta(U - B)}{\Delta m_v} = 0.22 \quad (11.19)$$

$$\Delta(U - B) / \Delta(B - V) = 0.72 \quad (12.19)$$

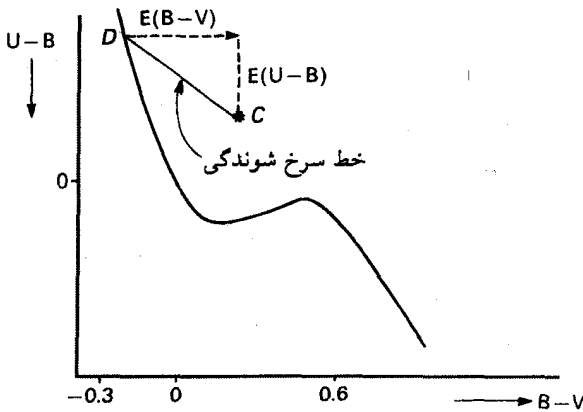
اما اختلاف‌های مختصری ممکن است بین ابرهای مختلف وجود داشته باشد.

برای یافتن رابطه میان تغییر رنگ  $\Delta(B - V)$  یا  $\Delta(U - B)$ ، البته می‌توانیم رنگهای ستارگان  $A^{\circ}V$  جلوی ابر را با ستارگان پشت ابر مستقیماً مقایسه و تغییر رنگ و نسبت‌های  $\Delta(B - V)$  به  $\Delta(U - B)$  را تعیین کنیم.

در فروسخ دور، جذب میان ستاره‌ای بسیار کم، در واقع نزدیک به صفر، می‌شود. اگر قدر فروسخ دور را  $m_{in}$  بنامیم، تغییر رنگ  $\Delta(m_v - m_{in})$  ستارگان پشت ابر تغییر قدر بصری این ستارگان را مستقیماً به دست می‌دهد. بدین طریق، نسبت  $\Delta m_v$  به  $\Delta(B - V)$ ، که  $R$  نامیده می‌شود، به دست می‌آید. معمولاً  $R = 3.2$  به دست می‌آید، اما گاهی مقدار آن در حدود ۵ یا حتی ۶ می‌شود.

$\Delta(B - V)$  و  $\Delta(U - B)$  به علت جذب میان ستاره‌ای را معمولاً  $E(B - V)$  و  $E(U - B)$  می‌نامند، که  $E$  نشانگر رنگ اضافی<sup>۱</sup> است.

وقتی ثابت کردیم که در واقع دارای جذب در محیط میان ستاره‌ای هستیم، و هنگامی که دانستیم محیط میان ستاره‌ای عامل این سرخ‌شدن است، می‌توان این اثر سرخ‌شوندگی را برای تصحیح جذب میان ستاره‌ای به کار برد. اگر رنگهای واقعی  $U - B$  و  $B - V$  را برای ستارگان سرخ‌نشده بدانیم، می‌توانیم نمودار دورنگی را برای رنگهای واقعی رسم کنیم (نگاه کنید به شکل ۷.۱۹). در این شکل رنگهای مشاهده شده برای برخی ستارگان را رسم کرده‌ایم. برای  $U - B$  معین ستارگان سرخ‌شده دارای  $B - V$  بسیار بزرگتر هستند. اکنون می‌دانیم که برای هر تغییر  $B - V$  به اندازه  $E(B - V)$ ، تغییر  $U - B$  برابر است با  $E(U - B)$  با  $E(B - V) = 0.72E(U - B)$ . این رابطه جهتی را در نمودار دورنگی تعریف می‌کند. در شکل ۷.۱۹ جهتی را مشخص کرده‌ایم که رنگهای ستارگان به علت سرخ‌شوندگی میان ستاره‌ای در نمودار دورنگی در آن حرکت می‌کنند. برای  $E(B - V) = -0.3$ ، ستاره  $D$  در محل ستاره  $C$  ظاهر می‌شود. می‌توانیم از جایی که ستاره در مکان  $C$  در نمودار دورنگی قبل از سرخ‌شدن قرار دارد در امتداد خط سرخ‌شوندگی به عقب برویم تا به رنگ واقعی برسیم. این کار رنگهای واقعی ستارگان را به ما می‌دهد. چون  $\Delta m_v = 3.2 \times E(B - V)$ ، می‌توانیم تعیین کنیم که قدر ظاهری ستاره چقدر به واسطه جذب میان ستاره‌ای تغییر کرده است و آن را تصحیح کنیم. فرض کنید برای یک ستاره  $A^{\circ}V$   $B - V = 0.1$  و  $U - B = 0.7$ ، می‌دانیم که برای یک ستاره  $A^{\circ}V$  مقدار واقعی  $B - V = 0$  است. بنابراین برای این ستاره  $E(B - V) = 0.1$  و در نتیجه  $\Delta m_v = 0.32$ . اگر  $m_v = 8.32$  را اندازه گرفته باشیم، قدر ظاهری واقعی آن  $m_{v_0} = 8.0$



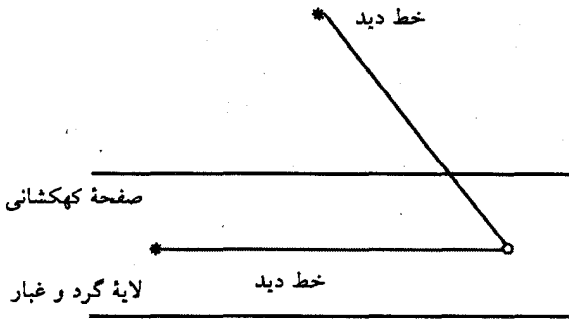
شکل ۷.۱۹ نمودار دورنگی برای رنگهای واقعی ستارگان به صورت کلی با خط پر نشان داده شده است. یک نقطه (\*) نیز برای رنگهای مشاهده شده ستاره C نشان داده شده است. جهت سرخ شدن ۷۲٪  $E(U - B)/E(B - V) = 0.72$  نیز رسم شده است. دنبال کردن جهت خط رنگ "واقعی" ستارگان عادی تعیین می‌کند که رنگهای سرخ نشده ستاره رصد شده کدام است (نقطه D).

است اگر هیچ جذب میان ستاره‌ای وجود نداشته باشد. برای تعیین فاصله تا ستاره می‌توانیم از (۳.۱۹) استفاده کنیم، اما البته باید قدر ظاهری را به کار ببریم که ستاره بدون جذب میان ستاره‌ای می‌داشت، یعنی  $m_{v0}$ . با  $M_v = 0.5$  مدول فاصله  $M_v = 7.5$  را به دست می‌آوریم، که ستاره را در فاصله حدود ۳۱۶ pc قرار می‌دهد.

به طور میانگین، جذب میان ستاره‌ای در حدود یک قدر بصری را برای فاصله ۱ kpc به دست می‌آوریم. فاصله تا مرکز کهکشان در حدود ۸ kpc است. حتی بدون ابرهای تاریک چگال در آن جهت، انتظار داریم که ستارگان نزدیک به مرکز تنزل روشنایی متوسطی در حدود ۸ قدر به علت خاموشی میان ستاره‌ای داشته باشند. انتظار داریم که رنگ آن به اندازه  $E(B - V) = 2.4$  تغییر کند.

### ۴.۲.۱۹ تعیین رنگهای "واقعی" ستارگان

چگونه می‌توان خط رنگ "واقعی" ستارگان را تعیین کرد. به عنوان مثال، می‌توانیم رنگهای ستارگان نزدیک را اندازه بگیریم. این احتمال وجود دارد که آنها تقریباً سرخ نشده باشند. اما، هیچ ستاره O یا B در نزدیکی ما وجود ندارد. اگر ستاره‌ای از نوع معین در حوالی ما وجود نداشته باشد، معمولاً بهترین کار اندازه‌گیری ستارگانی است که بالای صفحه کهکشانی قرار دارند زیرا برای آنها غبار محدود به قرصی نازک است. (نگاه کنید به شکل ۸.۱۹). در واقع، این رصد است که نشان



شکل ۸.۱۹ برای یک فاصله معین، ستارگان موجود در صفحه کهکشانی بیشتر از ستارگان خارج آن سرخ می‌شوند، زیرا خط دید برای مسافتی طولانیتر از لایه غبار می‌گذرد.

می‌دهد غبار به قرص نازکی محدود شده است. این غبار به صورت ناهمگن توزیع شده است، اما به ندرت به ارتفاع بالاتر از  $10^3$  pc می‌رسد.

متأسفانه، ستارگان O و B نیز به شدت در اطراف صفحه کهکشانی متمرکز شده‌اند، زیرا از ابرهای بزرگ غبار تشکیل می‌شوند. بنابراین کاملاً در داخل لایه غبار قرار دارند. اما لایه غبار تکه تکه است و برای بعضی ستارگان  $E(B - V)$  کوچکتر از ستارگان دیگر است، بنابراین محتاطانه می‌توان فرض کرد که آبی‌ترین ستارگان دارای رنگ "واقعی" هستند. برای برخی ستارگان راهی برای بررسی این موضوع وجود دارد. فرض کنید چند ستاره نزدیک A یا F را رصد کرده‌ایم و رنگهای واقعی آنها را می‌دانیم. اگر ستارگان O و B اتفاقاً نزدیک ستارگان A یا F، مثلاً در یک خوشه، باشند، می‌توانیم سرخ‌شوندگی را برای ستارگان A و F اندازه بگیریم و امیدوار باشیم که مقدار آن برای ستارگان داغ O و B هم یکسان باشد. اما، در خوشه‌های جوان خاموشی تکه تکه است و می‌تواند برای ستارگان مختلف متفاوت باشد، مثلاً در خوشه پروین که بسیار ناهمگن است در آن تکه‌هایی از غبار را به صورت سحابی درخشان می‌بینیم (نگاه کنید به شکل ۹.۱۹). بهترین راه، اندازه‌گیری رنگهای دوتاییهای متشکل از یک ستاره O یا B است که عضو دیگر آن یک ستاره A یا F باشد. متأسفانه، دوتاییهای زیادی متشکل از یک جزء O و B وجود ندارد که برای آنها بتوان رنگهای همدم را نیز اندازه گرفت، زیرا ستارگان O و B کوتاه عمرند، و نیز به اندازه‌های درخشان‌اند که اندازه‌گیری در مورد ستارگان A یا F در صورتی امکان‌پذیر است که از ستاره داغتر فاصله زیادی داشته باشند. گاهی ممکن است ستارگانی را در پشت ستارگان O و B ببینیم که برای آنها همان قدر سرخ‌شوندگی را انتظار داشته باشیم که برای ستارگان نوع اولیه. در این صورت



شکل ۹.۱۹ در تصویری با نوردهی طولانی از ستارگان خوشهٔ پروین، به واسطهٔ غبار میان‌ستاره‌ای، تکه‌های از سحابی درخشان در مقابل ستارگان نمایان می‌شود. این غبار میان‌ستاره‌ای از این رو درخشان به نظر می‌رسد که نور ستاره را در جهت ما بازمی‌تاباند.

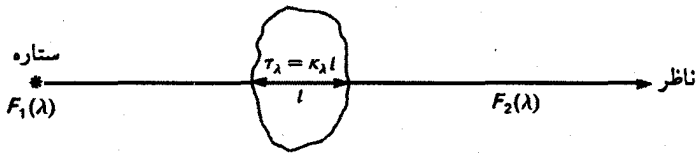
می‌توانیم حد بالایی برای سرخ‌شوندگی به دست آوریم. با کنار هم گذاشتن همهٔ داده‌ها، می‌توانیم مقدار خوبی برای رنگهای ”واقعی“ به دست آوریم.

### ۵.۲.۱۹ بستگی خاموشی میان‌ستاره‌ای به طول موج

برای ستارگان نزدیک بدون سرخ‌شوندگی کل توزیع انرژی را می‌توان، مثلاً با به اصطلاح رصدهای روبشگر که شدت را در نوارهای طول موج  $10^\circ$  یا  $20^\circ \text{Å}$  اندازه می‌گیرد، تعیین کرد. اگر این رصدهای روبشگر برای همان نوع ستاره در فاصلهٔ معین صورت گیرد، نسبت شار دو ستاره، که برای فاصله تصحیح شده باشد، قانون خاموشی میان‌ستاره‌ای را مشخص می‌کند، زیرا

$$\frac{f_2(\lambda)}{f_1(\lambda)} = e^{-\tau_\lambda} \quad (\text{میان‌ستاره‌ای}) \quad (۱۳.۱۹)$$

که (میان‌ستاره‌ای)  $\tau_\lambda$  عمق اپتیکی محیط میان‌ستاره‌ای بین ما و ستاره است (نگاه کنید به



شکل ۱۰.۱۹ شار ثابتی  $F(\lambda)$  از یک ستاره از ابر گاز میان ستاره‌ای می‌گذرد و بر اثر جذب در برابر کاهش می‌یابد. شار رصد شده  $F_2(\lambda) = F_1(\lambda) \cdot e^{-\tau_\lambda}$  است، که  $F_1(\lambda)$  شاری است که بدون جذب در ابر دریافت می‌کردیم.

شکل ۱۰.۱۹.  $f_1(\lambda)$  شار ستاره بدون سرخ‌شوندگی،  $f_2(\lambda)$  شار ستاره سرخ‌شونده مشابهی است که برای اختلاف فاصله آن تصحیح به عمل آمده است.

$$\Delta m_\lambda = -2.5 \cdot \Delta \log f_\lambda \quad (14.19)$$

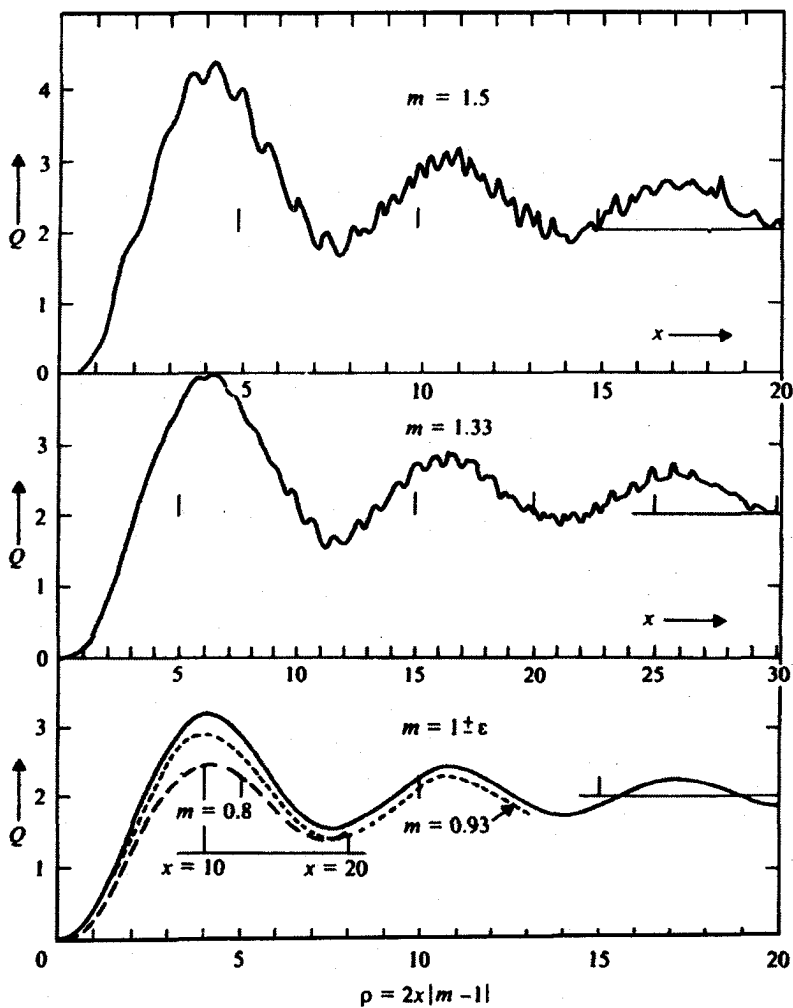
به دست می‌آوریم

$$\begin{aligned} m_\lambda(2) - m_\lambda(1) &= -2.5 [\log f_2(\lambda) - \log f_1(\lambda)] \\ &= +2.5 \log e \cdot [\tau_\lambda(2) - \tau_\lambda(1)] = 2.5 \cdot \log e \cdot \tau_\lambda(2) \end{aligned} \quad (15.19)$$

چون ستاره ۱ بدون سرخ‌شوندگی است، پس  $\tau_\lambda(1) = 0$ .

می‌توان  $\tau_\lambda(\lambda)$  را برای هر طول موج به دست آورد و تعیین کرد که چگونه خاموشی میان ستاره‌ای با طول موج تغییر می‌کند. برای نوار طول موج  $3900 < \lambda < 10000 \text{ \AA}$  ناحیه طول موجی که با اغلب تلسکوپها رصد می‌شود، تقریباً به دست می‌آوریم  $\tau_\lambda \propto 1/\lambda$ . برای جذب اتمی هیدروژن و سایر اتمها و یونها، برای جذب هر تراز اتمی به دست می‌آوریم  $\kappa_\lambda \propto \lambda^3$ . وابستگی جذب میان ستاره‌ای به طول موج کاملاً متفاوت است. زیرا جذب میان ستاره‌ای بیشتر به واسطه دانه‌های گرد و غبار است. نور از این ذرات ریز پراکنده می‌شود. اگر اندازه ذرات با طول موج نور قابل مقایسه باشد، دانه‌ها کاملاً جلوی نور را نمی‌گیرند، بلکه می‌توانند، گرچه نه کاملاً، از آن رد شوند. امواج صوتی با طول موج در حدود متر را در نظر بگیرید که می‌توانند از کناره‌های خانه بگذرند، یا امواج رادیویی (۱۰۰ m) که آنها نیز از خانه‌ها می‌گذرند.

اگر پراکندگی از کره‌های کوچک را، که مای<sup>۱</sup> انجام داده است، محاسبه کنیم، نمودارهایی مانند



شکل ۱۱.۱۹ منحنیهای خاموشی برای دانه‌های کروی با توجه به نظریه‌ی مای نشان داده شده است. سطح مقطع پراکندگی بهنجار شده  $Q = \sigma / (\pi a^2)$  بر حسب  $\rho = 2x|m-1|$  رسم شده است که  $a$  شعاع ذره،  $\sigma$  سطح مقطع واقعی، و  $x$  نسبت اندازه‌ی ذره به طول موج، و  $m$  ضریب شکست است.

شکل ۱۱.۱۹ به دست می‌آوردیم که در آن سطح مقطع پراکندگی و جذب بر حسب  $\rho = 2x|m-1|$  رسم شده است، که داریم

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}$$

و  $a$  شعاع ذره پراکننده است؛  $m$  ضریب شکست؛  $|m - 1|$  برای مواد مختلف از  $0.5 - 1.0$  است. بنابراین، مقدار  $\rho$  در حدود زیر است

$$\rho \sim \frac{a}{\lambda} \quad (16.19)$$

سطح مقطع پراکندگی واقعی ذره برابر است با

$$\sigma = \pi a^2 \cdot Q \quad (17.19)$$

به طوری که  $Q$  نسبت سطح مقطع پراکندگی به سطح مقطع هندسی است.

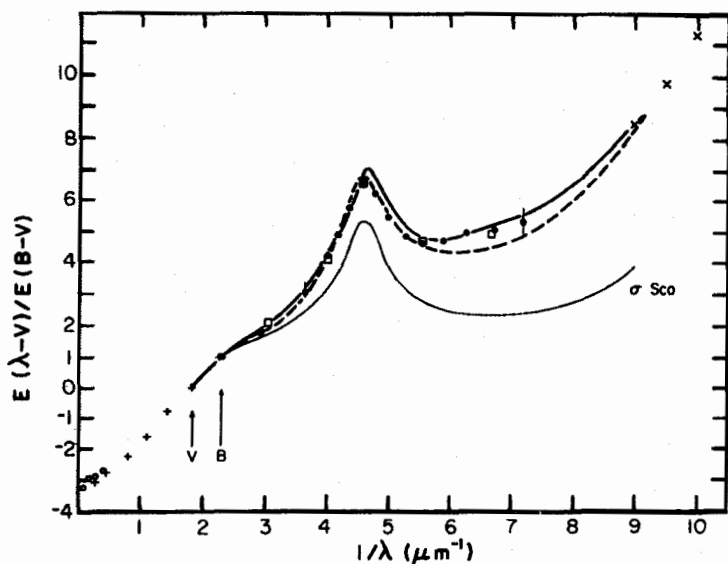
از شکل ۱۱.۱۹ مشاهده می‌کنیم که  $1 \leq \rho \leq 4$  و  $Q$  تقریباً با  $a/\lambda$  متناسب است، یا به عبارت دیگر، برای  $\lambda < a < 4\lambda$ ، یا ذراتی با اندازه‌های در حدود چند طول موج نور، سطح مقطع خاموشی تقریباً با  $1/\lambda$  متناسب است. اگر  $10^{14} \text{ \AA}$   $a \approx$  باشد، انتظار داریم که تغییر سطح مقطع جذب  $\sigma$  بر حسب  $1/\lambda$  برای طول موجهای بین  $10000$  و  $25000 \text{ \AA}$  خطی باشد. اگر بسیار کوچک شود، یعنی برای  $\lambda$  بسیار بزرگ، خاموشی صفر می‌شود.

در طول موجهای بسیار بلند، هیچ‌گونه پراکندگی و جذب در لانه‌های میان ستاره‌ای صورت نمی‌گیرد، یعنی ابرهای غبار میان ستاره‌ای برای امواج رادیویی شفاف می‌شوند. (اگر یک توپ فوتبال را در مسیر امواج صوتی قرار دهید، توپ تأثیری در این امواج نخواهد داشت). بنابراین، برای امواج رادیویی غبار راه شیری شفاف است. خاموشی در فرسوخ نیز قبلاً بسیار کوچک، تقریباً صفر، شده است. برای طول موجهای بسیار کوتاه سطح مقطع جذب و پراکندگی دیگر افزایش نمی‌یابد، بلکه سرانجام با تغییر طول موج تقریباً ثابت می‌شود. دانه‌های بسیار بزرگتر از طول موج نور، مسیر نوری را که به آنها می‌تابد را سد می‌کنند. فقط باریکه‌های نوری از میان دانه‌ها می‌گذرند به ما می‌رسند. این بخش از نور برای همه طول موجها یکسان است.

### ۶.۲.۱۹ خاموشی فرابنفش

چون موشک و ماهواره در اختیار داریم، می‌توانیم منحنیهای خاموشی در فرابنفش را نیز اندازه بگیریم. شکل ۱۲.۱۹ بستگی تقریبی به  $1/\lambda$  را نشان می‌دهد؛ انتهای راست منحنی با طول موج  $1215 \text{ \AA}$  متناظر است، که طول موج خط  $I\gamma\alpha$  یعنی قویترین خط هیدروژن متناظر با گذار الکترون از حالت پایه به تراز بعدی، یعنی تراز با عدد کوانتومی  $n = 2$  است. محیط میان ستاره‌ای همه خطهای لیمان هیدروژن را، که از تراز پایه سرچشمه می‌گیرند، شدیداً جذب می‌کند بنابراین،





شکل ۱۲.۱۹ منحنیهای خاموشی میان‌ستاره‌ای،  $m_\lambda - m_V$ ، به ازای  $E(B - V) = 1$ ، که به صورت  $E(\lambda - V)/E(B - V)$  یا  $(A_\lambda - A_V)/E(B - V)$  نیز نوشته می‌شود بر حسب  $1/\lambda$  نشان داده شده است، که  $\lambda$  طول موج نور بر حسب  $\mu$  است ( $1\mu = 10^4 \text{ \AA}$ ). کوهان در  $2200 \text{ \AA}$  رخ می‌دهد. منحنی خاموشی میانگین به صورت خط چین نشان داده شده است. خاموشیهای کم در فرابنفش نسبتاً نادر است و تأثیر چندانی در منحنی میانگین ندارد.

نمی‌توانیم خاموشی غبار را منطقه طول موج این خطوط اندازه بگیریم. روند کلی منحنی خاموشی در فرابنفش شباهتی به منحنی مای در شکل ۱۱.۱۹ ندارد. یک کوهان در حوالی  $2200 \text{ \AA}$  وجود دارد، که پهنای آن در حدود  $400 \text{ \AA}$  است. برای طول موجهای کوتاهتر ابتدا یک کاهش و سپس افزایش با شیب نسبتاً تندی را در جذب به دست می‌آوریم.

این رفتار را در صورتی که مخلوطی از ذرات با اندازه‌ای متفاوت داشته باشیم، می‌توان فهمید. ذرات کوچکتر در طول موجهای کوتاهتر اهمیت پیدا می‌کنند. کوهان نیاز به توجیه خاص دارد. اغلب منجمان فکر می‌کنند که این کوهان ناشی از ذرات گرانیت است، اگرچه کاملاً مطمئن نیستند. وقتی این منحنیهای خاموشی را تفسیر می‌کنیم، باید به خاطر داشته باشیم که نظریه مای فقط دانه‌های غبار کروی را در نظر می‌گیرد. هنوز نمی‌دانیم که سطح مقطع برای ذرات با شکل غیرعادی چگونه تغییر می‌کند.

نکته جالب توجه آن است که این منحنی خاموشی در تمام نقاط آسمان یکسان نیست. در

مناطق تشکیل ستاره این منحنی متفاوت است.

خاموشی میان ستاره‌ای برای طول موجهای کوتاه مانند منحنی مای در شکل ۱۰.۹ نیست. آنچه تغییر می‌کند اندازه کوهان نسبت به بقیه منحنی، و نیز میزان افزایش برای  $\lambda$  بسیار کوتاه است. در ابرهای میان ستاره‌ای چگال، که تشکیل ستارگان صورت می‌گیرد، افزایش در طول موجهای کوتاه بسیار کوچکتر و ارتفاع کوهان کمتر است. در شکل ۱۲.۱۹ این منحنیها را با منحنی استاندارد مقایسه کرده‌ایم. کوشش می‌شود که این موضوع با در نظر گرفتن تابش فرابنفش شدید ستارگان داغ تازه تشکیل شده فهمیده شود. حدس زده می‌شود که این تابش دانه‌های ریز را از میان ببرد، و باعث افزایش کمتر خاموشی در طول موجهای کوتاهتر شود.

در کهکشان خارجی مجاور ما، یعنی ابر بزرگ ماژلانی (LMC)، افزایش به طرف فرابنفش حتی از آنچه در شکل ۱۲.۱۹ نشان داده شده شدیدتر است. ذرات جذب‌کننده مسئول این افزایش باید در LMC نسبتاً فراوان باشند. اگر این ذرات دانه‌های کوچ باشند، به این فکر می‌افتیم که چرا ستارگان جوان و داغ بسیار در LMC این دانه‌های کوچک را از میان نمی‌برند. به نظر می‌رسد که محیط میان ستاره‌ای در LMC، به طور میانگین، بسیار شفاف است. تعداد دانه‌های درشت در LMC باید بسیار کم باشد.

### ۳.۱۹ گاز میان ستاره‌ای

گاز میان ستاره‌ای، بجز برای رصدهای لایه شفاف و خطهای خرمی و رصدهای پرتو  $X$ ، اهمیت کمی در رصد ستارگان خنک دارد.

برای ستارگان داغ مهم است که هیدروژن موجود در گاز میان ستاره‌ای تمام نور با طول موجهای کوتاهتر از  $912 \text{ \AA}$  را جذب می‌کند، البته بجز برای ستارگان داغ بسیار نزدیک، که البته همگی کوتوله سفید هستند.

خوشبختانه، هیدروژن اتمی خنک می‌تواند همه طول موجها را جذب کند، که به معنی جذب پیوسته در تمام طول موجها بجز  $912 \text{ \AA} \leq \lambda$  است. برای طول موجهای کوتاهتر از  $912 \text{ \AA}$  همه اتمهای هیدروژن موجود در تراز پایه می‌توانند در این جذب سهم باشند. در  $912 \text{ \AA}$  ضریب جذب به ازای هر اتم هیدروژن در حدود  $10^{-17} \text{ cm}^2$  است. با چگالی میانگین در حدود  $1$  اتم هیدروژن در  $\text{cm}^3$  در محیط میان ستاره‌ای (با استانداردهای آزمایشگاهی، البته این یک خلأ بسیار خوب است)، در حدود  $3 \times 10^{11}$  اتم بین ما و ستاره‌ای در فاصله  $10 \text{ pc}$  وجود دارد. عمق اپتیکی  $\tau_\lambda$  در امتداد خط دید در  $912 \text{ \AA}$  برابر  $300 \approx \tau_\lambda$  است، و مقدار تابشی که به ما می‌رسد عبارت است از

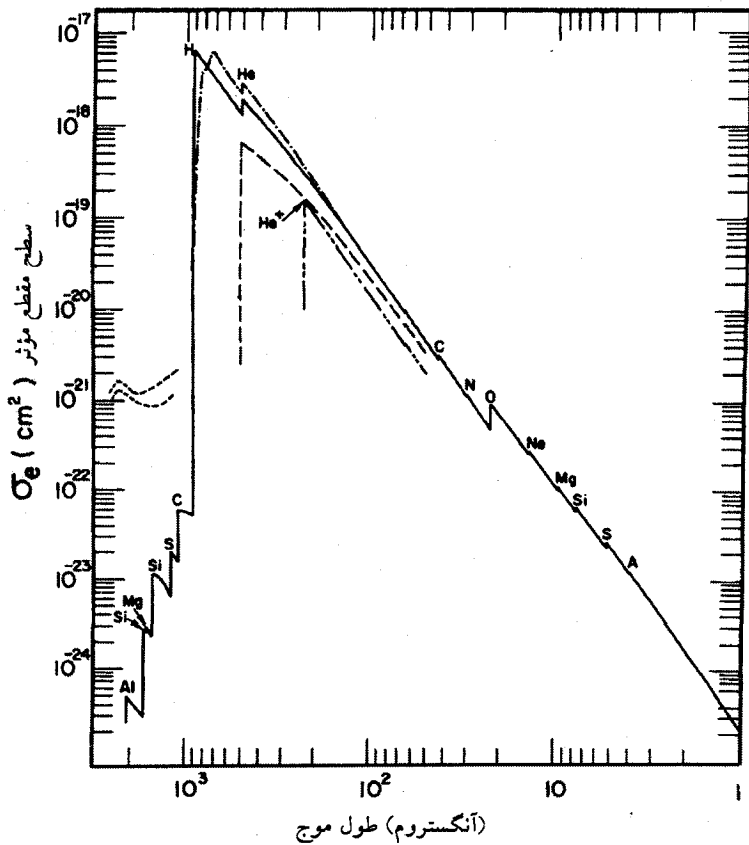
$$f_{\lambda} = f_{\lambda_0} e^{-\tau_{00}}$$

که  $f_{\lambda_0}$  شاری است که بدون جذب در هیدروژن دریافت می‌داریم. یعنی قادر نخواهیم بود چیزی را اندازه بگیریم. خوشبختانه، جهت‌هایی در آسمان وجود دارد که در آنها چگالی هیدروژن در امتداد خط دید فقط در حدود  $10^{-3}$  اتم در سانتی‌متر مکعب است. در این جهت هنوز می‌توانیم نور فرابنفش دور از ستارگان داغ را در فاصله حدود  $50 \text{ pc}$  ببینیم. اما، در این جهت در فاصله  $50 \text{ pc}$  هیچ ستاره O وجود ندارد و تعداد ستارگان B نیز بسیار کم است. اما، با دور بین مناسب در ماهواره تعداد محدودی از این ستارگان را می‌توان در طول موجهای کوتاه رصد کرد، که این کار اهمیت بسیار دارد. برآوردهای ما نشان می‌دهند که معمولاً نمی‌توان انتظار دریافت هیچ نور فرابنفشی را از ستارگان O و B داشت، مگر اینکه به طول موجهای بسیار کوتاه، یعنی منطقه پرتو X، برویم که در آن ضریب جذب هیدروژن بسیار کوچکتر است.

به هر حال، برای اغلب ستارگان O تابش گسیل شده در طول موجهای مشاهده‌ناپذیر است. بنابراین، فقط می‌توانیم بخش کوچکی از کل نور گسیل شده از ستارگان را مشاهده کنیم. بنابراین، تعیین دقیق دماهای مؤثر این ستارگان، وقتی فقط کسر کوچکی از انرژی گسیلیده را می‌بینیم، دشوار است.

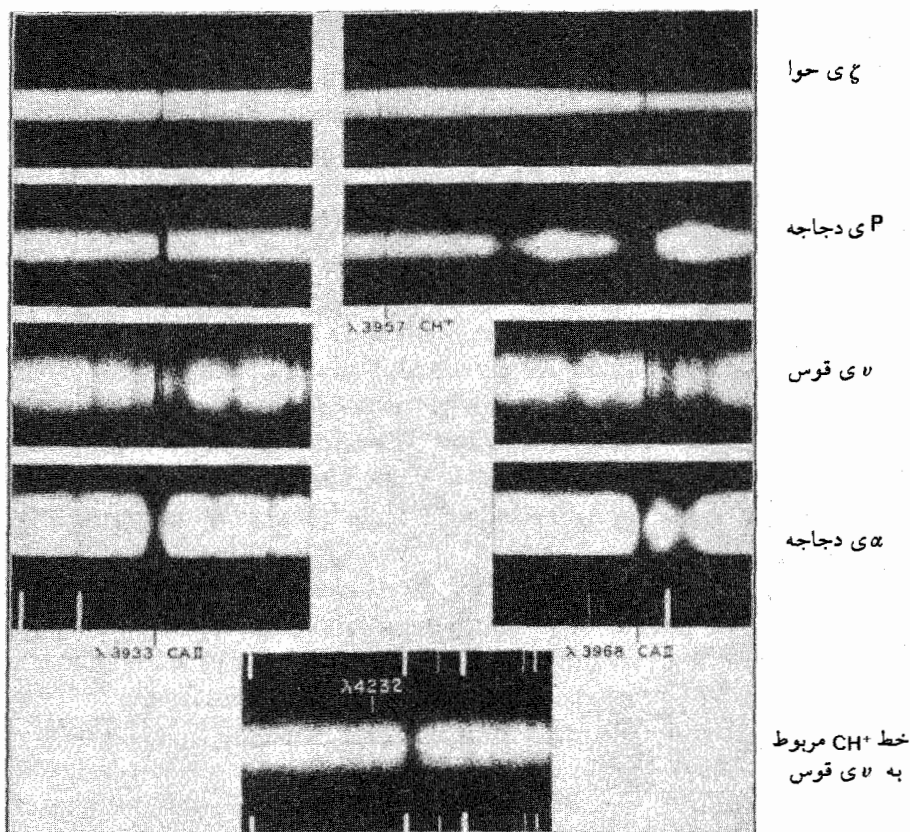
گاز میان ستاره‌ای برای تفسیر رصدهای پرتو X اهمیت فراوان دارد. در طول موجهای پرتو X ضرایب جذب هیدروژن و هلیوم بسیار کمتر از ضریب جذب در حوالی  $900 \text{ \AA}$  است. ولی هنوز به اندازه کافی بزرگ‌اند تا بخش بزرگی از پرتوهای X گسیل شده از ستارگان داغ و چشمه‌های برون کهکشانی را جذب کنند. در شکل ۱۳.۱۹ وابستگی محاسبه شده ضریب جذب به طول موج را برای طول موجهای کوتاه، از جمله فرابنفش فرین و منطقه پرتو X را نشان داده‌ایم.

در ناحیه طیفی اپتیکی گاز میان ستاره‌ای را با خطوط جذبی میان ستاره‌ای آن می‌بینیم. خطوط ذرات خنثی، ذرات یونیده، و مولکولهای میان ستاره‌ای مشاهده می‌شوند. در شرایط محیط میان ستاره‌ای، برخوردها بسیار نادرند. چگالی تابش معمولاً بسیار کم است. بنابراین، فرایندهای کمی برای برانگیزش اتمها یا یونها به حالت‌های برانگیخته وجود دارد. بنابراین، خط‌های میان ستاره‌ای معمولاً مربوط به فرایندهای جذب از حالت پایه اتمها یا یونها هستند. فقط در مناطق بسیار چگال می‌توانیم خط‌هایی را ببینیم که از ترازهای انرژی با انرژی بسیار کم، اما غیرصفر، سرچشمه گرفته باشند. بنابراین، خطوط جذب میان ستاره‌ای را می‌توان معمولاً به آسانی تشخیص داد، زیرا در آنها فقط خطوط جذبی از حالت پایه دیده می‌شود. به علاوه، خطوط میان ستاره‌ای در ناحیه اپتیکی معمولاً کاملاً تیزند. ستارگان داغی که به سرعت می‌چرخند را می‌توان بدین سبب تشخیص داد.



شکل ۱۳.۱۹ خاموشی میان ستاره‌ای محاسبه شده برای طول موجهای بین  $100$  و  $912 \text{ \AA}$ ، که معمولاً نمی‌توان مشاهده کرد، نیز نشان داده شده است. برای طول موجهای کوتاهتر از  $20 \text{ \AA}$  خاموشی کوچکتر از خاموشی غبار در ناحیه طیف مرئی می‌شود. بنابراین پرتو X می‌تواند در محیط میان ستاره‌ای نفوذ کند، در حالی که تابش با طول موج حدود  $100$  تا  $900 \text{ \AA}$  معمولاً نمی‌تواند.

در شکل ۱۴.۱۹ چند طیف را نشان داده‌ایم که در آن خطوط جذب میان ستاره‌ای را می‌توان به صورت خطوط تیز مشاهده کرد، در حالی که خطوط جذبی ستاره‌ای بر اثر دوران پهن شده‌اند. برای این خطوط جذبی میان ستاره‌ای، می‌توانیم شدت این خطوط را اندازه بگیریم و از روی آن تعداد اتمهای جذب‌کننده در امتداد خط دید را تعیین کنیم. اگر این کار را برای تمام خطوطی انجام دهیم که می‌توانیم در ناحیه طیف اپتیکی و فرابنفش رصد کنیم، می‌توانیم فراوانیهای نسبی عناصر را در امتداد خط دید مشخص کنیم. عناصر معمولاً فقط یک بار یونیده‌اند. (وقتی یک



شکل ۱۴.۱۹ خطوط جذبی تیز به واسطه جذب در یونهای  $Ca^+$  در گاز میان ستاره‌ای در طیفهای ستارگان  $\gamma$  ی حوا (بالا)، P ی دجاجه،  $\nu$  ی قوس و  $\alpha$  ی دجاجه مشاهده می‌شود. در طیف  $\nu$  ی قوس یک خط تیز ناشی از مولکول یونیده  $CH^+$  (که در محیط میان ستاره‌ای نیز موجود است) نیز دیده می‌شود.

فوتون فرابنفش یک اتم را یونیده کند، برای یونهای باقیمانده یافتن الکترونی که بتوانند با آن ترکیب شوند، به واسطه چگالی بسیار کم در محیط میان ستاره‌ای، دشوار است. اگر بخواهیم فراوانیهای نسبی را بررسی کنیم، معمولاً باید به خطهای یونهای یک بار یونیده بنگریم. اگرچه، استثناهایی در مورد اتمهایی، مانند نیتروژن و اکسیژن وجود دارد، که دارای انرژی یونش نسبتاً زیاد هستند و برای این کار به فوتونهای فرابنفش نیاز داریم. این اتمها معمولاً خنثی هستند. این نوع تحلیل فراوانی و مقایسه آن با فراوانیهای هیدروژن نشان داده است که در مقایسه با مواد خورشیدی، اغلب عناصر سنگین در محیط میان ستاره‌ای نسبت به هیدروژن تهی شده‌اند.

از قرار معلوم، اغلب عناصر سنگین در دانه‌های حبس شده‌اند. بدیهی است که دانه‌ها نمی‌توانند از گاز هیدروژن تشکیل شوند. فقط مقدار کمی از جرم به صورت دانه می‌تواند تمام اتمهای سنگین را نگهدارد، زیرا تعداد این اتمها بسیار کم است. اگر بخواهیم تعداد اتمهای هیدروژن را که در طول موج  $\lambda$  برابر  $912 \text{ \AA}$  جذب می‌کند از روی فراوانی مثلاً  $\text{Ca}^+$ ، در امتداد خط دید و با استفاده از نسبت فراوانی Ca به هیدروژن تعیین کنیم، باید این موضوع را در نظر بگیریم.

در رصدهای ستاره‌ای باید اثر جذب میان ستاره‌ای را در نظر بگیریم که می‌تواند از محلی به محل دیگر به صورت قابل ملاحظه تغییر کند.

# پیوستها

## پیوست الف مسائل

### فصل ۱

۱. ارتفاع یک ستاره عبارت است از بلندی زاویه‌ای در بالای افق؛ مقدار آن در طول روز و شب به واسطه دوران زمین تغییر می‌کند. بیشترین ارتفاعی که ستارگان می‌توانند، از دید ناظری که در عرض جغرافیایی  $35^\circ$  قرار دارد، برای میله‌های زیر به آن برسند چقدر است:

ستاره	۱	۲	۳
$\delta$	$-22^\circ$	$+30^\circ$	$+90^\circ$

۲. یک روز نجومی، دوره دوران واقعی زمین است که می‌توان از دوران ظاهری آسمان مشاهده کرد. هر سال  $366.25$  روز نجومی است. تعداد روزهای ما در سال یک روز کمتر است، زیرا زمین در هر سال یک‌بار دور خورشید می‌چرخد. یک ستاره با بُعد  $8^h 00^m$  در نصف‌النهار  $8:00$  ساعت زمان نجومی قرار دارد. در این زمان ستاره دارای بیشترین ارتفاع است. اختلاف میان زمان نجومی و بُعد را زاویه ساعت می‌نامند. برای ستاره با  $\delta = -22^\circ$  ارتفاع را بر حسب زاویه ساعت برای ناظری در عرض جغرافیایی  $35^\circ$  رسم کنید. برای چند ساعت این ستاره بالاتر از افق قرار دارد؟

۳. چرا بعضی از ستارگان را فقط در زمستان و برخی را فقط در تابستان می‌بینیم؟

### فصل ۲

۱. یک ستاره دارای ویژه حرکت  $1^\circ$   $\mu\delta =$  ثانیه کمانی و  $0^\circ$   $\mu\alpha =$  در هر سال است ( $\mu\alpha$  ویژه حرکت در جهت بُعد،  $\mu\delta$  در جهت میل است). ستاره دارای سرعت زاویه‌ای  $v_T = 20 \text{ km/s}$

است. سرعت نسبت به ما اگر ستاره (الف) در فاصله  $20 \text{ pc}$ ، و (ب) در فاصله  $100 \text{ pc}$  باشد چقدر است؟

۲. ستاره‌ای دیگر دارای میل  $\delta = +60^\circ$  است. برای این ستاره  $\mu_\alpha = 0.1$  ثانیه و  $\mu_\delta = 0.5$  ثانیه کمانی به ازای هر سال،  $v_r = 20 \text{ km/s}$  است. اگر ستاره در فاصله  $20 \text{ pc}$  باشد، سرعت کل آن نسبت به ما چقدر است؟

### فصل ۳

۱. می‌خواهید رنگهای U و B و V را برای یک ستاره ناشناخته اندازه بگیرید. نورسنجی دارید که شمارش آن در هر دقیقه متناسب با شاری است که دریافت می‌دارید. برای یک ستاره استاندارد مانند وگا (البته شما می‌توانید ستاره دیگری را اندازه بگیرید که قدر ظاهری آن را به دقت می‌دانید) در هر فاصله سمت‌الرأس  $z$  به مدت یک دقیقه اندازه‌گیری می‌کنید و شمارشهای زیر را برای صافیهای مختلف به دست می‌آورید:

U	B	V	$z$
5000	8000	10000	$20^\circ$
4223	7247	9460	$40^\circ$
2597	5451	8063	$60^\circ$

$T_U$ ،  $T_B$ ،  $T_V$  را برای توده‌های ۱ تعیین کنید.

۲. پس از اینکه تصحیح خاموشی را برای جو زمین تعیین کردید، می‌توانید شارهای ستاره ناشناخته را اندازه بگیرید. این ستاره بسیار کم‌نورتر از ستاره استاندارد است، بنابراین برای هر رنگ به مدت ۱۰ دقیقه انتگرال می‌گیرید. شمارشهای زیر را اندازه‌گیری می‌کنید.

	V	B	U
$z = 40^\circ$	3784	2898	1689

$m_U$  و  $m_B$ ،  $m_V$  را تعیین کنید.

اگر این یک ستاره رشته اصلی باشد از چه نوعی است؟

۳. برای یک ستاره با  $30^\circ = m_V$  اختلاف منظر مثلثاتی  $0.3$  ثانیه کمانی اندازه‌گیری شده است. فاصله این ستاره چقدر است؟ قدر مطلق  $M_V$  آن چقدر است؟



## فصل ۵

۱. برای یک ستاره ناشناخته با  $m_V = ۵.۵$  رنگها را اندازه گرفته‌اید و به دست آورده‌اید  $(U - B)_0 = ۰.۰$ ،  $(B - V)_0 = ۰.۰$ ، با فرض اینکه ستاره مربوط به رشته اصلی باشد، در چه فاصله‌ای قرار دارد؟ زاویه اختلاف منظر  $\pi$  برای این ستاره چقدر باید باشد؟ آیا می‌توان آن را اندازه گرفت؟

برای ستاره‌ای دیگر  $(U - B)_0 = ۰.۱۲$ ،  $(B - V)_0 = ۰.۶۳$ ،  $m_V = ۷.۷۵$  را اندازه گرفته‌اید، اگر این ستاره رشته اصلی باشد در چه فاصله‌ای قرار دارد؟

۲. فرض کنید می‌خواهید یک سیستم دوتایی بصری را رصد کنید. متوجه می‌شوید که هر دو ستاره دارای  $(U - B)_0 = ۰.۱۲$  و  $(B - V)_0 = ۰.۶۳$  هستند. قدر ستاره کم‌نورتر  $m_V = ۸.۵$  و ستاره پرنورتر  $m_V = ۵.۵$  است. ستاره پرنور از چه نوع است؟ مدول فاصله این ستاره‌ها چیست؟

## فصل ۶

۱. برای وگا  $M_V = ۰.۵$ ، اندازه  $M_{bol}$  چقدر است؟

درخشندگی وگا را محاسبه کنید. به خاطر داشته باشید که  $M_{bol\odot} = ۴.۷۵$ . اگر جرم وگا  $۲.۷M_{\odot}$  باشد، نسبت  $L/M$  آن چقدر است؟ آن را با مقدار مربوط به خورشید مقایسه کنید.

۲. ستاره  $\tau$  عقرب پس از تصحیح برای خاموشی میان‌ستاره‌ای دارای  $B - V = -۰.۳$  است. برای آن  $M_V = -۴$ ، مقدار  $M_{bol}$  آن چقدر است؟ از  $BC = ۳.۰$  استفاده کنید. درخشندگی  $L$  آن را محاسبه کنید. اگر جرم آن  $۱.۵M_{\odot}$  باشد نسبت  $L/M$  آن چقدر است؟ نمودار  $L/M$  را برای خورشید، وگا و  $\tau$  عقرب رسم کنید. اگر رابطه را با  $L \propto M^{\beta}$  تقریب بزنیم، مقدار  $\beta$  تقریباً چقدر است؟

## فصل ۷

۱. برای ستاره  $\alpha$  جبار، قطر زاویه‌ای  $۰.۴۸$  ثانیه کمانی با تداخل سنج مایکلسون به دست آمده است. میانگین قدر بصری آن  $m_V = ۰.۸$  است. تصحیح تابش‌سنجی برای این ستاره در حدود  $BC = ۱.۵$  است. میانگین دمای مؤثر  $\alpha$  جبار چقدر است؟ به خاطر داشته باشید که برای خورشید  $m_{bol} = -۲۶.۸۵$ ، و ثابت خورشیدی  $10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  است.  $S = ۱.۳۸ \times 10^6$  است.

۲. هانبری براون وگا قطر زاویه‌ای  $۱۰^{-۳} \times ۳.۲۴$  ثانیه کمانی را اندازه گرفته است. تصحیح تابش‌سنجی برای وگا  $BC = ۰.۱۵$  است. دمای مؤثر آن چقدر است؟

زاویه اختلاف منظر وگا حدود  $0.123^\circ = \pi$  ثانیه کمانی اندازه‌گیری شده است. شعاع آن چقدر است؟ با استفاده از این مقادیر  $R$  و  $T_{\text{eff}}$  درخشندگی و قدر مطلق تابش‌سنجی آن را حساب کنید. این مقدار را با مقدار به دست‌آمده از  $M_V$  و تصحیح تابش‌سنجی مقایسه کنید. چگونه می‌توان این تفاوت را توجیه کرد.

۳. برای شعرای یمانی، هانبری براون قطر زاویه‌ای  $\theta = 5.89 \times 10^{-3}$  ثانیه کمانی را اندازه گرفته است. قدر بصری ظاهری آن  $m_V = -1.46$  است. تصحیح تابش‌سنجی  $0.15$  ر  $T_{\text{eff}} \cdot BC \approx$  شعرای یمانی چقدر است؟ به خاطر داشته باشید که برای خورشید  $m_{\text{bol}} = -26.85$ ، و ثابت خورشیدی  $S = 1.38 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  است.

۴. شعرای یمانی دارای یک همدم کم‌نور، شعرای یمانی B، با قدر بصری  $m_V = 8.68$  است. شعرای یمانی در فاصله  $265 \text{ pc}$  قرار دارد. قدر بصری مطلق شعرای یمانی B را محاسبه کنید. توزیع انرژی این ستاره نشان می‌دهد که برای آن  $T_{\text{eff}} = 26000 \text{ K}$ . تصحیح تابش‌سنجی برای این دما  $BC = 2.75$  است. برای خورشید  $0.7$  ر  $M_{\text{bol}} \cdot BC =$  برای شعرای یمانی B حساب کنید. درخشندگی و شعاع این ستاره را به دست آورید. این ستاره از چه نوعی است؟ به خاطر داشته باشید که  $L_{\odot} \approx 4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ .

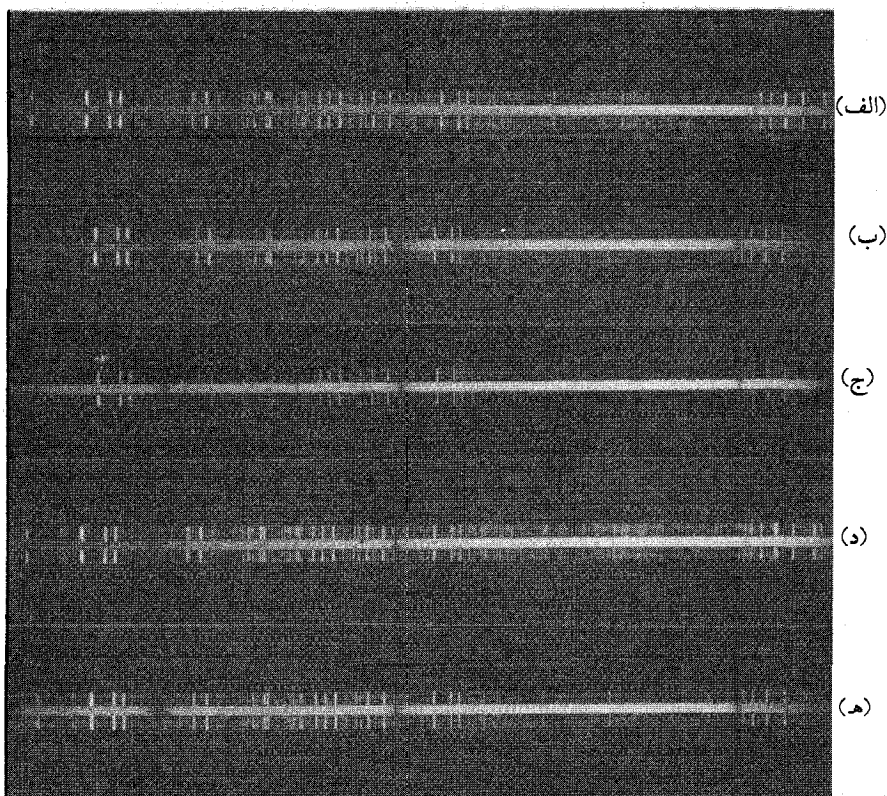
از روی مدارهای دوتایی به دست می‌آوریم که  $1 M_{\odot} \sim M(B)$  (شعرای یمانی B) چگالی میانگین شعرای یمانی B را محاسبه کنید.

## فصل ۹

۱. یک خط طیفی که طول موج آزمایشگاهی آن  $4343.0 \text{ \AA}$  است در یک طیف ستاره‌ای در طول موج  $4344.2 \text{ \AA}$  مشاهده می‌شود. مؤلفه در امتداد خط دید سرعت ستاره نسبت به ما چیست؟ آیا ستاره از ما دور می‌شود یا به طرف ما حرکت می‌کند؟

۲. برای یک سیستم دوتایی، نسبت سرعت‌های شعاعی برای دو ستاره  $v_1(1)/v_1(2) = 1.5$  اندازه‌گیری شده است. یکی از ستارگان از نوع خورشید، یعنی یک ستاره G2V است. جرم ستاره دیگر چقدر است؟

۳. برای یک دوتایی گرفتی با دوره  $30$  روز طول مدت گرفتن  $8$  ساعت است. یک کمینه تخت به مدت  $1$  ساعت و  $18$  دقیقه مشاهده می‌کنیم. دامنه سرعت شعاعی ستاره  $1$ ،  $v_{r1} = 30 \text{ km s}^{-1}$  و برای ستاره  $2$ ،  $v_{r2} = 40 \text{ km s}^{-1}$  است. برای مدار دایره‌ای و  $i = 90^\circ$  اندازه شعاع‌های ستارگان چقدر است؟ جرم ستارگان را برآورد کنید.


 $\lambda \rightarrow$ 

4101.7

4340.5

4861.3

شکل الف. ۱ یک سری طیفهای ستاره‌ای که خطهای تاریک را در یک پیوستار روشن نشان می‌دهند. طول موج قویترین خطها بر حسب  $\text{\AA}$  در زیر شکل داده شده است. طیفهای خطی گسیل شده در آزمایشگاه در دو طرف طیفهای ستاره‌ای مشاهده می‌شوند. این طیفها برای تعیین طول موجهای خطهای جذبی ستاره‌ای به کار می‌روند.

## فصل ۱۰

۱. در شکل الف. ۱ طیف ستاره‌ای با تفکیک کم برخی ستارگان را نشان داده‌ایم. طول موجهای چند خط قوی داده شده است انواع طیفی این ستارگان را برآورد کنید.

## فصل ۱۱

۱. در طیفهای ستاره‌ای عمدتاً خطهای جذبی را می‌بینیم. این خطها چه اطلاعاتی درباره‌ی لایه‌بندی دما در ستارگان در اختیار ما می‌گذارند؟

۲. در طیف خورشیدی یک خط قوی در  $3177\text{\AA}$  مشاهده می‌کنیم، حدس می‌زنیم که این یک خط FeII باشد، یعنی یک خط مربوط به یون  $\text{Fe}^+$ . از جدولهای چندتایی خانم مور سیتزلی تحقیق کنید که در صورت شناسایی صحیح این خط، چه خطهای دیگر FeII باید موجود باشد. چه خطهایی باید قویتر و کدام خطها باید ضعیفتر از خط موجود در  $3177\text{\AA}$  باشند؟

### فصل ۱۳

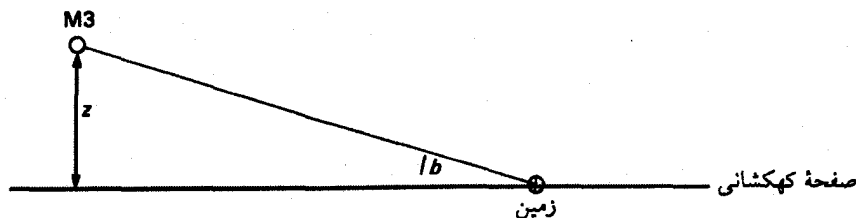
۱. برای ستارگان A معمولاً به علت پهن‌شدگی چرخشی، خطوط بسیار پهنی را مشاهده می‌کنیم. سرعت دوران استوایی را  $v_{\text{rot}}$  می‌نامیم. اگر یک ستاره معین دارای عرض خط کامل از یک لبه تا لبه دیگر  $8\text{\AA}$  در  $4343\text{\AA}$  باشد، مقدار  $v_{\text{rot}} \sin i$  چقدر است؟  
برای ستارگان مغناطیسی می‌توانیم دوره چرخش را اندازه بگیریم. فرض کنید که برای ستاره رصدشده دوره چرخش ۳ روز به دست آمده باشد، مقدار  $\sin i$  چقدر است؟

### فصل ۱۴

۱. فرض کنید که برای یک ستاره مغناطیسی و برای سه‌تایی بهنجار لورنتس انتقال  $2\text{\AA}$  از مؤلفه مرکزی برای دو مؤلفه دارای قطبش خطی مشاهده شده است. مؤلفه طولی میدان مغناطیسی چقدر است؟  
۲. برای یک ستاره غیرعادی A مقدار  $v_{\text{rot}} \sin i$  در حدود  $70 \text{ km s}^{-1}$  است. میدان مغناطیسی ستاره چقدر باشد تا بتوانیم شکافتگی سه‌تایی لورنتس را برای خطی در  $4500\text{\AA}$  اندازه بگیریم.

### فصل ۱۶

۱. یک ستاره  $\delta$  ی قیفاووس در کهکشان دارای  $m_V = 3.7$  و دوره تپش ۵٫۶ روز است. فاصله آن از ما چقدر است؟  
۲. در کهکشان ام‌راة‌المسلسله که دارای مدول فاصله  $M_V - m_V = 24.1$  است اکنون می‌توانیم ستارگان RR چنگ را با قدر مطلق میانگین  $M_V = 6.0$  رصد کنیم. قدرهای بصری ظاهری این ستارگان در کهکشان ام‌راة‌المسلسله چقدر است؟  
۳. ستارگان RR چنگ در خوشه گویسان M۳ دارای قدر بصری ظاهری  $m_V = 15.6$  هستند.



شکل الف. ۲

فاصله خوشه گویسان از ما چقدر است؟ اگر صفحه کهکشان خود را به عنوان صفحه مرجع در نظر بگیریم.  $M_3$  دارای ارتفاع  $77^\circ$  بالای این صفحه است. این زاویه را عرض کهکشانی  $b$  می‌نامیم. ارتفاع  $M_3$  در بالای صفحه کهکشانی، یعنی بزرگی  $z$  در شکل الف. ۲ در زیر چقدر است؟

## فصل ۱۷

۱. اگر آبرنواختر  $1987A$  در ابر بزرگ ماژلانی با سرعت فعلی  $10000 \text{ km s}^{-1}$  به مدت یک سال دیگر منبسط شود، اندازه آن بر حسب pc پس از  $10$  سال چقدر می‌شود؟ در این زمان اندازه آن بر حسب ثانیه‌های کماتی چقدر می‌شود؟ مدول فاصله پذیرفته شده فعلی تا LMC برابر است با  $M_V - m_V = 18.3$ .

۲. اگر در آینده نزدیک یکی از ستارگان خوشه پروین به صورت آبرنواختر با همان درخشندگی ذاتی آبرنواختر  $1987 A$  در LMC در آید که به  $m_V = 2.9$  رسید، روشنایی ظاهری این آبرنواختر پروین چقدر خواهد بود؟ اگر این آبرنواختر مانند آبرنواختر LMC با سرعت  $10000 \text{ km s}^{-1}$  منبسط شود، اندازه آن پس از ده سال بر حسب ثانیه کماتی چقدر می‌شود؟ اندازه و روشنایی آن را با ماه مقایسه کنید. مدول فاصله تا خوشه پروین  $5.57$  است.

## فصل ۱۸

۱. در دانه دانه‌های خورشیدی، اختلاف دمای تا حدود  $400 \text{ K}$  را مشاهده می‌کنیم. اگر دماهای مؤثر یک لکه تاریک و یک لکه روشن به ترتیب  $5600 \text{ K}$  و  $6000 \text{ K}$  باشد، نسبت شدت دو لکه در  $5000 \text{ \AA}$ ، اگر مانند اجسام سیاه تابش کنند، چقدر است؟

۲. در دانه دانه‌های خورشیدی، اختلاف سرعت‌های حدود  $2 \text{ km s}^{-1}$  را مشاهده می‌کنیم. انتقال دوپلر برای این سرعتها در طول موج  $5000 \text{ \AA}$  چقدر است؟ این مقدار را با پهن‌شدگی دورانی

خطوط طیفی خورشید مقایسه کنید. از حرکت لکه‌های خورشیدی دوره چرخش آن را برابر ۲۷ روز تعیین می‌کنیم.

## فصل ۱۹

۱. برای یک ستاره رشته اصلی از نوع B مقدار  $B - V = ۰.۳$ ،  $U - B = -۰.۳۶$  را اندازه می‌گیریم. رنگهای واقعی کدامند؟ اندازه رنگ اضافی چیست؟ قدر ظاهری آن  $m_V = ۱۰.۰$  است. قدرهای  $m_U$ ،  $m_B$  و  $m_V$  و رنگهای  $(B - V)$ ،  $(U - B)$  آن چیست؟ از  $R = \Delta m_V / E(B - V) = ۳.۲$  استفاده کنید. فاصله این ستاره از ما چقدر است؟

# پیوست ب بعضی کمیت‌های نجومی مهم

## I. کمیت‌های اتمی

$$m = ۹,۱۰۵ \times ۱۰^{-۲۸} \text{g}$$

جرم الکترون

$$m_{\text{H}} = ۱,۶۷۲ \times ۱۰^{-۲۴} \text{g}$$

جرم پروتون

$$h = ۶,۶۲۴ \times ۱۰^{-۲۷} \text{erg s}$$

ثابت پلانک

$$e = ۴,۸۰۲ \times ۱۰^{-۱۰} \text{esu}$$

بار پایه

$$c = ۲,۹۹۸ \times ۱۰^{۱۰} \text{cms}^{-۱}$$

سرعت نور

$$\sigma = ۵,۶۷۲ \times ۱۰^{-۵} \text{erg cm}^{-۲} \text{s}^{-۱} \text{K}^{-۴}$$

ثابت استفان بولتزمن

$$k = ۱,۳۸ \times ۱۰^{-۱۶} \text{erg K}^{-۱}$$

ثابت بولتزمن

$$R_{\text{g}} = ۸,۳۱۴ \times ۱۰^۷ \text{erg K}^{-۱} \text{mol}^{-۱}$$

ثابت گازها

$$G = ۶,۶۷ \times ۱۰^{-۸} \text{dyn cm}^2 \text{g}^{-۲}$$

ثابت گرانشی

$$\chi_{\text{ion}}(\text{H}) = ۱۳,۶۰ \text{ eV}$$

$$\chi_{\text{ion}}(\text{He}) = ۲۴,۵۸ \text{ eV}$$

$$\chi_{\text{ion}}(\text{He}^+) = ۵۴,۴ \text{ eV}$$

$$\chi_{\text{ion}}(\text{Fe}) = ۷,۹۰ \text{ eV}$$

$$\chi_{\text{ion}}(\text{Si}) = ۸,۱۵ \text{ eV}$$

$$\chi_{\text{ion}}(\text{H}^-) = ۰,۷ \text{ eV}$$

لبه‌های جذب پیوستارهای هیدروژن

پیوستار لیمان:  $912\text{\AA}$

پیوستار بالمر:  $3647\text{\AA}$

پیوستار پاشن:  $8208\text{\AA}$

پیوستار  $H^-$ :  $17000\text{\AA}$

پیوستار لیمان هلیم:  $504\text{\AA}$

پیوستار لیمان هلیم  $+$ :  $228\text{\AA}$

خطهای هیدروژن

$Ly\alpha$ :  $1215,67\text{\AA}$

$Ly\beta$ :  $1025,72\text{\AA}$

$Ly\gamma$ :  $972,5\text{\AA}$

$H\alpha$ :  $6562,82\text{\AA}$

$H\beta$ :  $4861,33\text{\AA}$

$H\gamma$ :  $4340,47\text{\AA}$

$H\delta$ :  $4101,74\text{\AA}$

بعضی خطوط تشدیدی مهم عناصر دیگر

He = He I

$\lambda = 591,42\text{\AA}$

He<sup>+</sup> = He II

$303,78\text{\AA}$

Ca = Ca I

$4226,73\text{\AA}$

Ca<sup>+</sup> = Ca II

$3933,66$ ;  $3968,47\text{\AA}$

Na = Na I

$5889,95$ ;  $5895,92\text{\AA}$

C = C I

$1657,00\text{\AA}$

C<sup>+</sup> = C II

$1335,68$ ;  $1334,52\text{\AA}$

C<sup>+++</sup> = C IV

$1548,20$ ;  $1550,77\text{\AA}$

O = O I

$1302,17$ ;  $1304,86$ ;  $1306,02\text{\AA}$



K = KI	۷۶۶۴٫۹۱; ۷۶۹۸٫۹۸Å
Ba = Ba I	۵۵۳۵٫۴۸Å
Ba <sup>+</sup> = Ba II	۴۵۵۴٫۰۳Å
Sr = Sr I	۴۶۰۷٫۳۳Å
Sr <sup>+</sup> = Sr II	۴۰۷۷٫۷۱Å
Mg = Mg I	۴۵۷۱٫۱۰; ۲۸۵۲٫۱۲Å
Mg <sup>+</sup> = Mg II	۲۷۹۵٫۵۲; ۲۸۰۲٫۷۰Å

## II. زمین

۱ روز نجومی = دوره دوران زمین:  $۲۳^h ۵۶^m ۰۴^s$

۱ سال = ۳۶۵٫۲۵۶ روز خورشیدی

۱ میل صفحه استوایی نسبت به دایره البروج:  $۲۳^{\circ} ۲۷'$

۱ واحد نجومی  $1 \text{ au} = ۱۰^{۱۳} \text{ cm} = ۱٫۴۹۶ \times ۱۰^{۱۳} \text{ cm}$

جرم زمین  $M_{\oplus} = ۵٫۹۸ \times ۱۰^{۲۷} \text{ g}$

شعاع استوایی  $R_{\oplus} = ۶٫۳۷۱ \times ۱۰^۸ \text{ cm} = ۶۳۷۱ \text{ km}$

## III. خورشید

دوره دوران روز  $P_{\odot} = ۲۵٫۳۸$  روز

جرم  $M_{\odot} = ۱٫۹۸ \times ۱۰^{۳۳} \text{ g}$

شعاع  $R_{\odot} = ۶٫۹۶ \times ۱۰^{۱۰} \text{ cm}$

شتاب گرانشی  $g_{\odot} = ۲٫۷۴ \times ۱۰^۴ \text{ cm s}^{-۲}$

چگالی میانگین  $\bar{\rho} = ۱٫۴۱ \text{ g cm}^{-۳}$

شعاع زاویه ای رادیان  $R/d = ۹۵۹٫۶۳$  ثانیه کمانی =  $۰٫۰۰۴۶۵۲۶$

ثابت خورشیدی  $S = ۱٫۳۸ \times ۱۰^۶ \text{ erg cm}^{-۲} \text{ s}^{-۱}$

درخشندگی  $L_{\odot} = ۳٫۹۶ \times ۱۰^{۳۳} \text{ erg s}^{-۱}$

شار سطحی  $\pi F_{\odot} = ۶٫۴۱ \times ۱۰^{۱۰} \text{ erg cm}^{-۲} \text{ s}^{-۱}$

دمای مؤثر  $T_{\text{eff}} = ۵۸۰۰ \pm ۲۰ \text{ K}$

قدر بصری ظاهری  $m_{V\odot} = -۲۶٫۷۸$

قدر تابش سنجی ظاهری  $m_{\text{bol.}\odot} = -۲۶٫۸۵$

$$B - V = ۰٫۶۳ \pm ۰٫۰۲$$

$$U - B = ۰٫۱۳ \pm ۰٫۰۲$$

قدر بصری مطلق  $M_{V\odot} = ۴٫۸۲$

قدر تابش سنجی مطلق  $M_{\text{bol.}\odot} = ۴٫۷۵$

#### IV. بعضی کمیت‌های مهم دیگر

$$۱\text{eV} = ۱٫۶۰۲ \times ۱۰^{-۱۲}\text{erg}$$

$$۱\text{پارسک} = ۳٫۲۵۹۸ \text{ سال نوری} = ۳٫۰۸۴ \times ۱۰^{۱۸}\text{cm}$$

$$G = \text{ثابت گرانشی} = ۶٫۶۷ \times ۱۰^{-۸}\text{dyncm}^2\text{g}^{-۲}$$

$$\text{سانتی‌گراد} = ۲۷۳٫۱۶ = \text{صفر کلوین}$$

$$m_{\nu} = ۰ \text{ متناظر است؛ } \pi f_{\lambda} = ۳٫۶ \times ۱۰^{-۹}\text{erg cm}^{-۲}\text{s}^{-۱}/\text{\AA}$$

$$\text{یا } \pi f_{\lambda} = ۳٫۶ \times ۱۰^{-۱۶}\text{Wattcm}^{-۲}/\text{\AA} \text{ در } ۵۵۰۰\text{\AA}$$

## مراجع

### I. کتابهای درسی دیگر

همه کتابهای درسی مقدماتی نجوم  
همین طور

- Dufay, J. (1964). *Introduction to Astrophysics: The Stars* (Translated by O. Gingerich). Dover Publications, New York.
- Novotny, E. (1973). *Introduction to Stellar Atmospheres and Interiors*. Oxford University Press, Oxford.
- Shu, F. (1982). *The Physical Universe*. University Science Books, Mill Valley, California.
- Swihart, T. L. (1968). *Astrophysics and Stellar Astronomy*. John Wiley and Sons, Inc. New York.
- Unsöld, A. & Baschek, B. (1983). *The New Cosmos*, 3rd ed. Springer Verlag, Berlin.
- Voigt, H. H. (1975). *Abriss der Astronomie*, Wissenschafts Verlag, Bibliographisches Institut, Mannheim.
- Walker, G. (1987). *Astronomical Observations*. Cambridge University Press. Cambridge.

### II. بعضی فهرستهای ستاره‌ای

- Bonner Durchmusterung* (BD), 4th ed. (1968). Universitäts Sternwarte Bonn, Verlag F. Dümmlers.
- Henry Draper Catalogue*, A. J. Cannon & Pickering, E. C. (1918–24). *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College*, Vol. 91–99.
- Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalogue* (SAO) (1966). Positions and proper motions of 258, 997 stars for the epoch and equinox of 1950.0. U.S. Government Printing Office.
- The Bright Star Catalogue* (BS or HR), 3rd ed., Hoffleit, D. & Jascheck, C. (1982). Yale University Observatory, New Haven.
- General Catalogue of Variable Stars*. Kukarkin et al. (1969 ff.). Astronomical Council of the Academy of Sciences, Moscow. 2nd edition: Kholopov et al. 1985 ff, NAUKA Publishing House, Moscow.

### III. بعضی کتابهای مرجع برای داده‌های ستاره‌ای

- Allen, C. W. (1968). *Astrophysical Quantities*. 3rd ed. University of London. The Athlon Press.
- Landolt Börnstein (1982). *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Group VI, Vol. 2, *Astronomy and Astrophysics*, ed. K. Schaifers and H. H. Voigt. Springer Verlag, Berlin.

- Blanco, V. M., Demers, S., Douglass, G. G. & Fitzgerald, M. P. (1968). *Photoelectric Catalogue: Magnitudes and Colors of Stars in the UBV and U<sub>c</sub>, B, V systems*. Publications of the United States Naval Observatory, 2nd Series, Vol. 21.
- Jamar, C., Maceau Hercot, D., Monfils, A., Thompson, G. I., Houziaux, L. & Wilson, R. (1976). *Ultraviolet Bright Star Spectrophotometric Catalogue*. European Space Agency SR 27, SR 28.
- Moore, C. E. (1959). National Bureau of Standards, Technical Note No. 36 (data on spectral lines). U.S. Government Printing Office.
- Strand, K. Aa. (1963). *Basic Astronomical Data, Vol. III of Stars and Stellar Systems*. Gen. ed. G. P. Kuiper & B. M. Middlehurst. The University of Chicago Press, Chicago.
- Thompson, G. I., Nandy, K., Jamar, C., Monfils, A., Houziaux, L., Carnochan, D. C. & Wilson, R. (1978). *Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes*. The Science Research Council.

## IV. مراجعی که در کتاب ذکر شده‌اند

- Abell, G. O. (1982). *Exploration of the Universe*, 4th edn. Saunders College Publishers, Philadelphia.
- Allen, C. W. (1968). *Astrophysical Quantities*, 2nd edition. University of London, the Athlon Press.
- Arp, H. C. (1958). In *Handbook of Physics*, Vol. 51, p. 75. Springer Verlag, Berlin.
- Babcock, H. (1960). In *Stellar Atmospheres*, ed. J. Greenstein. Volume VI of *Stars and Stellar Systems*, Gen. ed. G. P. Kuiper & B. M. Middlehurst, p. 282. The University of Chicago Press, Chicago.
- Becker, W. (1950). *Sterne und Stern Systeme*, 2nd edition. Theodor Steinkopff, Dresden.
- Biermann, L. (1941). *Vierteljahresschrift, d. Astronomischen Gesellschaft*, 76, 194.
- Bidelman, W. P. & Keenan, P. C. (1951). *Astrophysical Journal*, 114, 473.
- Binnendijk, L. (1960). *Properties of Double Stars*. University of Pennsylvania Press, Philadelphia.
- Bohlender, D. A., Brown, D. N., Landstreet, J. D. & Thompson, I. B. (1987). *Astrophysical Journal*, 323, 325.
- Böhm-Vitense, E. (1984). *Science*, 223, 777.
- Böhm-Vitense, E. & Canterna, R. (1974). *Astrophysical Journal*, 194, 629.
- Böhm-Vitense, E. & Johnson, P. (1977). *Astrophysical Journal Supplement Series*, 35, 461.
- Borra, E. F., Landstreet, J. D. & Thompson, I. B. (1983). *Astrophysical Journal Supplement Series*, 53, 151.
- Bray, R. J. & Loughhead, R. E. (1974). *The Solar Chromosphere*, p. 224. Chapman & Hall, London.
- Burnham, R. (1978). *Burnham's Celestial Handbook*, Vol. II & Vol. III. Dover Publ. Inc., New York.
- Clayton, D. D. (1983). *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. The University of Chicago Press, Chicago.
- Cohen, M. & Kuhi, L. V. (1979). *Astrophysical Journal Supplement*, 41, 743.
- Cox, J. P. (1980). *Theory of Stellar Pulsations*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- Cruddace, R., Paresce, F., Bowyer, S. & Lampton, L. (1974). *Astrophysical Journal*, 187, 500.
- Deutsch, A. J. (1958). In *Handbook of Physics*, Vol. 51, p. 689. Springer Verlag, Berlin.
- Deutsch, A. J. (1952). *Transaction of the International Astronomical Union*, 8, 801.

- Dyson, J. E. & Williams, D. A. (1980). *The Physics of the Interstellar Medium*. John Wiley & Sons, New York.
- Eddington, A. S. (1926). *The Internal Constitution of Stars*. Dover Publication 1950, p. 277.
- Gibson, E. G. (1973). *The Quiet Sun*. NASA, Washington, D.C.
- Greenstein, J. (1951). In *Astrophysics* ed. J. A. Hynek, p. 526. McGraw Hill Book Company, Inc., New York.
- Greenstein, J. (1986). *Sky and Telescope*, **72**, 349.
- Hanbury Brown, R. (1968). In *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **6**, 13.
- Hanbury Brown, R. (1974). *The Intensity Interferometer*. Taylor & Francis Ltd. London.
- Herbig, G. H. (1969). In *Nonperiodic Phenomena in Variable Stars*, ed. L. Detre, p. 75. Dordrecht: Reidel.
- Herbig, G. H. & Jones, B. F. (1981). *Astronomical Journal*, **86**, 1232.
- Johnson, H. L. & Morgan, W. W. (1953). *Astrophysical Journal*, **117**, 313.
- Joy, A. H. (1960). In *Stellar Atmospheres*, ed. J. Greenstein. Vol. VI of *Stars and Stellar Systems*. Gen. ed. G. P. Kuiper & B. M. Middlehurst, p. 653. The University of Chicago Press, Chicago.
- Kiepenheuer, K. O. (1953). In *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, p. 322. The University of Chicago Press, Chicago.
- Lamla, E. (1982). In *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series Volume 2. Astronomy and Astrophysics* ed. K. Schaifers and H. H. Voigt, p. 35. Springer Verlag, Berlin.
- Ledoux, P. & Walraven, Th. (1958). In *Handbook of Physics*, Vol. 51, p. 353. Springer Verlag, Berlin.
- Morgan, W. W., Keenan, P. C. & Kellman, E. (1943). *An Atlas of Stellar Spectra*. Astrophysical Monographs, Chicago.
- Morgan, W. W., Abt, H. A. & Tapscott, J. W. (1978). *Revised MK Spectral Atlas for Stars Earlier than the Sun*. Yerkes Observatory, University of Chicago and Kitt Peak National Observatory.
- Paczynski, B. (1985). In *Astronomy and Astrophysics*, ed. M. S. Roberts, p. 143. The American Association for the Advancement of Science.
- Parker, E. N. (1974). *Solar Physics*, **36**, 249.
- Pettit, E. (1951). In *Astrophysics. a Topical Symposium*, ed. J. A. Hynek, p. 259. McGraw-Hill Book Company, New York.
- Popper, D. (1980). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **18**, 115.
- Ridgway, S. T., Wells, D. C. & Joyce, R. R. (1977). *Astronomical Journal*, **82**, 414.
- Sandage, A. & Walter, M. (1966). *Astrophysical Journal*, **143**, 313.
- Schmidt-Kaler, Th. (1982). In *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Volume 2, Astronomy and Astrophysics*, ed. K. Schaifers & H. H. Voigt, p. 1. Springer Verlag, Berlin.
- Schwartz, R. D. (1983). *Annual Review Astronomy and Astrophysics*, **21**, 209.
- Shu, F. H. (1982). *The Physical Universe*. University Science Books, Mill Valley, Cal.
- Smart, W. M. (1977). *Textbook on Spherical Astronomy*. 6th ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- Unsöld, A. (1938). *Physik d. Sternatmosphären*. Springer Verlag, Berlin.
- Unsöld, A. (1982). *The New Cosmos*. Springer Verlag, Berlin.
- Zirin, H. (1966). *The Solar Atmosphere*, p. 282. Blaisdell Publishing Company, Waltham Massachusetts.
- Zwicky, F. (1965). In *Stellar Structure*, ed. L. H. Aller & D. B. McLaughlin, p. 367, Vol. VIII of *Stars and Stellar Systems*, Gen. ed. G. P. Kuiper and B. M. Middlehurst. University of Chicago Press, Chicago.

## نمایه

- ابر بزرگ ماژلاتنی ۱۷۲، ۱۷۷، ۲۴۲
- ابرغول ۳۹، ۱۰۲
- ابر نواختر ۱۷۶
- ~ تیکو ۱۶۷
- ~ کیلر ۱۷۹
- اثر زیمان ۱۲۵
- اثر سرخ شونددگی ۲۳۴
- اجسام هریبگ-هارو ۱۶۱، ۱۶۲
- اختلاف منظر(های)
- ~ مثلثاتی ۱۳
- ~ نورسنجی ۴۲
- استارهای قمری ۶۳
- امواج
- ~ آکوستیکی ۲۱۶
- ~ کوتوله‌های سفید ۳۶، ۱۰۴
- ~ مغناطوهیدرودینامیک ۲۱۶
- انتقال دوپلر ۸، ۷۵
- انرژی
- ~ گرانشی ۱۹۱
- ~ هسته‌ای ۱۹۱
- انواع طیفها ۹۶
- باد ستاره‌ای ۱۵۴
- بازتاب سحابی ۲۳۷
- برآمدگیهای کشندی ۲۰۰
- بعد ۵
- بقایای ابرنواختر ۱۹۰
- بونزن ۹۷، ۹۹
- بخش تابشی ۱۴۹، ۱۵۰، ۱۵۳
- پرتو X ۲۱۰، ۲۱۴، ۲۱۵
- پژواک نور ۱۸۶
- پیش ابرنواختر ۱۸۸
- پیش نواختر ۲۰۳
- پیوستار میان ستاره‌ای لیمان ۲۴۲
- تپ‌اختر ۱۹۲
- تداخل ۵۷

تداخل سنج	~ ستارگان ۱۵۱
~ مایکلسون ۵۲	~ کلسیم ۱۵۲، ۹۸
~ هانبری براون ۵۷	~ گسیلی ۱۵۸، ۹۷
تصحیح تابشی ۴۸	~ لیمان ۱۰۹
تعادل ترمودینامیکی ۲۶	~ موج دار ۲۰۶
تعریف پارسک ۱۴	~ میدان مغناطیسی ۱۲۹
توزیع انرژی	~ هلیوم ۱۰۹
~ جسم سیاه ۳۷	~ هیدروژن ۱۰۸، ۹۸
~ خورشیدی ۲۳	خورشید ۲۰۵
~ ستاره‌ها ۹۸	خوشه‌های
ثابت خورشیدی ۳۱	~ پروین ۳۷
جت ۱۶۲	~ کهکشانی ۳۶
جذب میان ستاره‌ای ۲۲۳، ۲۲۶	~ گویسان ۳۹
جرمهای ستارگان ۷۲، ۸۰، ۹۳، ۹۴	دایرة البروج ۵
جسم سیاه ۲۴	درخشندگی
چارقطبی ۱۴۲	~ خورشید ۴۶
چرخش ستاره‌ای ۱۱۹، ۱۲۴، ۱۵۴	~ ستارگان ۳۴
چرخنده مایل ۱۳۹	(دما‌ی)
چرخه لکه خورشیدی ۲۱۷	~ خورشیدی ۲۸
حرکت تقدیمی زمین ۴	~ مؤثر ۵۰، ۶۷، ۹۲
خاموشی	~ وین ۲۸
~ جو زمین ۱۹	دوتاییها(ی) ۷۲، ۱۵۳، ۱۹۷
~ میان ستاره‌ای ۲۳۷	~ گرفتگی ۷۹، ۸۴، ۱۶۷
خرمن ستاره ۱۱۰، ۲۱۰	~ مدارها ۸۱
خطوط	~ مرئی ۸۲
~ بالمر ۹۸، ۱۰۹، ۱۸۲	دوران
~ جذب ۹۷	~ دیفرانسیلی خورشید ۲۱۹
~ فلزی ۱۱۰	~ زمین ۳
	دوقطبی مغناطیسی ۱۴۲
	دید ۵۲، ۲۱۰

- راه شیری ۲۲۷  
 رابطه جرم-درخشندگی ۹۳  
 رابطه دوره-درخشندگی ۱۷۱  
 رشته اصلی ۳۴  
 رنگ  
 ~ اضافی ۱۱۵  
 ~ ستارگان ۱۷، ۱۸، ۲۳۵  
 ~ U-B، B-V، ۱۹، ۲۹، ۳۰  
 روش باده و وسلینک ۱۶۹  
 زیرغول ۳۶، ۴۲  
 زیر کوتوله ۱۱۵  
 ستارگان  
 ~ تپنده ۱۶۳  
 ~ تور T ۱۵۸  
 ~ جمعیت ۱۱۳، ۱۱۵  
 ~ چنگ RR ۱۶۳  
 ~ دوتایی ۱۵۵  
 ~  $\delta$  سی ۱۶۳  
 ~ غیرعادی = A ستارگان Ap ۱۳۷  
 ~ ZZ قیطس ۱۶۷  
 ~ نوترونی ۱۹۴  
 سحابی خرچنگ ۱۷۶، ۱۸۵  
 سرعت‌های شعاعی ۸، ۷۶  
 سطوح هم‌پتانسیل ۲۰۲  
 سن ستاره‌ها ۱۱۸  
 سه‌تایی لورتس ۱۲۶  
 شاخه افقی ۴۰  
 شار تابشی ۲۶  
 شعاع  
 ~ خورشیدی ۴۵، ۲۵۷  
 ~ زاویه‌ای ۴۶، ۵۲، ۶۲  
 ~ ستاره‌ای ۸۶  
 شناسایی خط ۱۰۷  
 شیدسپهر ۲۱۶  
 صفحه استوایی ۵  
 ضریب جذب جو زمین ۱۸۹  
 طبقه‌بندی طیفی ۹۸  
 طیف فام‌سپهر ۱۱۰، ۱۶۰  
 طیفهای ستارگان ۹۳  
 عمق اپتیکی جو زمین ۲۰  
 عناصر خاکهای کمیاب ۱۳۸  
 غبار میان ستاره‌ای ۲۲۷  
 غول ۳۶، ۴۲، ۱۰۲  
 فاصله  
 ~ خورشیدی ۱۳  
 ~ ستاره‌ای ۱۴  
 ~ سمت‌الرأس ۲۰  
 فراوانی عناصر شیمیایی ۱۱۰، ۱۱۳  
 فشار مغناطیسی ۱۴۴  
 قانون  
 ~ استفان-بولتزمن ۲۶  
 ~ کیرشهوف ۹۷  
 ~ وین ۲۸  
 قدر مطلق ۱۶، ۳۲  
 قدر(های)  
 ~ تابش‌سنجی ۴۷



- |                             |                          |
|-----------------------------|--------------------------|
| معکوس ~ ۱۴۳                 | ظاهری ~ ۱۵               |
| میل ۴                       | قطبش دایره‌ای ۱۲۶        |
| مولکولها ۱۱۱                | قوانین کپلر ۱۲، ۷۲       |
| نظریهٔ مای ۲۳۹              | کسوف خورشید ۲۱۰          |
| نقطهٔ لاگرانژ $L_1$ ۲۰۲     | گلولهٔ میان‌ستاره‌ای ۱۶۲ |
| نمایه‌های Pی دجاجه ۱۶۰، ۱۸۴ | گیراندازی نوترون ۱۵۶     |
| نمودار                      |                          |
| ~ پروانه ۲۱۸                | لایهٔ گذار ۱۱۰           |
| ~ رنگ‌قدر ۳۴                | لبٔ روشه ۲۰۲             |
| ~ ولف ۲۲۸                   | لکه‌های خورشید ۱۲۷، ۲۰۶  |
| نواختر ۱۹۶                  | ~ سایه ۲۰۷               |
| نیروهای کشندی ۲۰۰           | ~ نیمسایه ۲۰۷            |
|                             | متغیر بلند دوره ۱۶۷      |
| وپاشی بتا ۱۵۶               | مثلث‌بندی ۱۰             |
| ویژه‌حرکت ۸                 | مدول فاصله ۳۳            |
| یکای نجومی ۱۳               | معادلهٔ هیدروستاتیک ۱۴۶  |
| RVی ثور ۱۶۵                 | مغناطیس‌نگار با بکوک ۱۳۱ |
| Wی سنبله ۱۶۴                | میدان مغناطیسی           |
| $\beta$ ی قیفاووس ۱۶۷       | ~ زمین ۱۲۵               |
| $\delta$ ی قیفاووس ۱۶۳      | ~ ستاره‌ای ۱۳۴           |