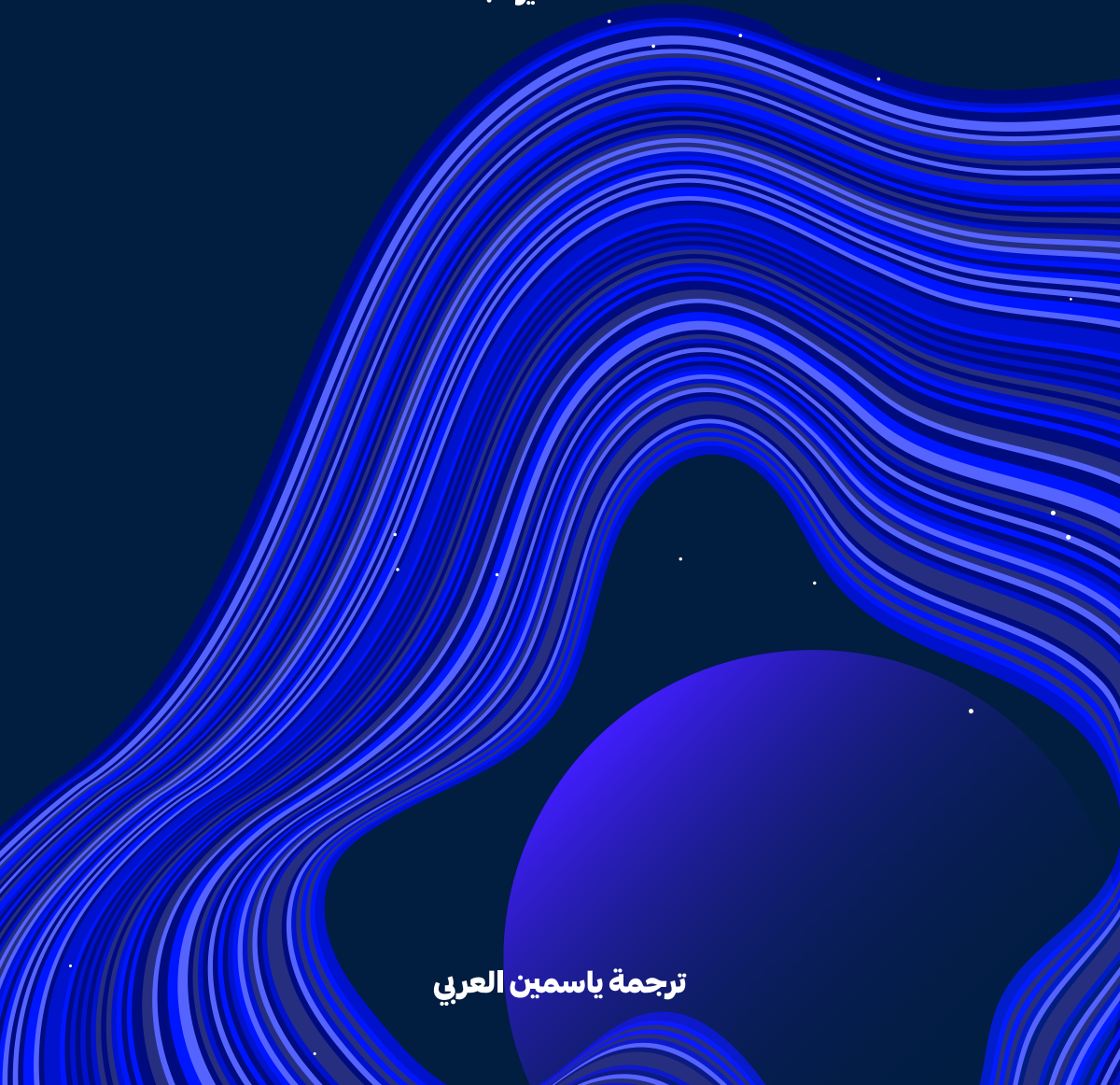
جيمس بيني

الفيزياء الفلكية

مقدمة قصيرة جدًّا



ترجمة ياسمين العربي

الفيزياء الفلكية

مقدمة قصيرة جدًّا

تأليف
جيمس بيني

ترجمة
ياسمين العربي

مراجعة
هاني فتحي سليمان

هنـــداوي

الفيزياء الفلكية

جيمس بيني

Astrophysics

James Binney

الناشر مؤسسة هنداوي
المشهرة برقم ١٠٥٨٥٩٧٠ بتاريخ ٢٦ / ١ / ٢٠١٧

يورك هاوس، شييت ستريت، ونديسور، SL4 1DD، المملكة المتحدة
تليفون: ٨٣٢٥٢٢ ١٧٥٣ (٠) ٤٤ +
البريد الإلكتروني: hindawi@hindawi.org
الموقع الإلكتروني: https://www.hindawi.org

إنَّ مؤسسة هنداوي غير مسئولة عن آراء المؤلف وأفكاره، وإنما يعبِّر الكتاب عن آراء مؤلفه.

تصميم الغلاف: ولاء الشاهد

الترقيم الدولي: ١ ٣٨٦٦ ٥٢٧٣ ١ ٩٧٨

صدر الكتاب الأصلي باللغة الإنجليزية عام ٢٠١٦.
صدرت هذه الترجمة عن مؤسسة هنداوي عام ٢٠٢٥.

جميع حقوق النشر الخاصة بتصميم هذا الكتاب وتصميم الغلاف محفوظة لمؤسسة هنداوي.
جميع حقوق النشر الخاصة بالترجمة العربية لنص هذا الكتاب محفوظة لمؤسسة هنداوي.
جميع حقوق النشر الخاصة بنص العمل الأصلي محفوظة لدار نشر جامعة أكسفورد.

Copyright © James Binney 2016. *Astrophysics: A Very Short Introduction* was originally published in English in 2016. This translation is published by arrangement with Oxford University Press. Hindawi Foundation is solely responsible for this translation from the original work and Oxford University Press shall have no liability for any errors, omissions or inaccuracies or ambiguities in such translation or for any losses caused by reliance thereon.

المحتويات

١- الأفكار الكبرى	٧
٢- غاز بين النجوم	١٥
٣- النجوم	٢٥
٤- التراكم	٥١
٥- الأنظمة الكوكبية	٧١
٦- الفيزياء الفلكية النسبية	٨٥
٧- المجرَّات	١١٣
٨- الصورة الكلية	١٤١
قراءات إضافية	١٤٥
مصادر الصور	١٤٩

الفصل الأول

الأفكار الكبرى

في السماء كما على الأرض

قبل نيوتن، كان علم الفلك قائمًا، ولكن لم يكُن لعلم الفيزياء الفلكية وجود. وإذا صدقت الرواية، فقد نشأ علم الفيزياء الفلكية عندما رأى نيوتن تفاحةً تسقط في بستانه في وولثورب، وتوصَّلَ إلى فكرة مذهلة مفادها أن القمر يسقط بالطريقة نفسها التي تسقط بها تلك التفاحة. أي إن الأجرام السماوية، مثل القمر، لا تتحرَّك في مسارٍ إلهي مُحدَّد عَبْر السموات كما افترض السابقون لنيوتن، بل تخضع للقوانين الفيزيائية نفسها التي تخضع لها التفاحة البسيطة، التي ستصبح غدًا نصف ثمرة أسقطَتها الرياح على الأرض لا يهتم أحد بالتقاطها.

تكمن قوة هذه الرؤية الكاشفة في أنها تجعل بالإمكان تطبيق القوانين الفيزيائية التي توصَّلنا إليها في المختبرات من أجل فهم الأجرام في أقاصي الكون. وبذلك تُمكِّننا بصيرة نيوتن من السفر بعقولنا عبر الفضاء الكوني الشاسع الذي لا يمكن إدراكه لنرى ثقبًا أسود هائلًا في مركز مجرَّة بعيدة استقبلَت التلسكوبات الراديوية إشاراتٍ خافتة منها.

وضع نيوتن أسس الفيزياء الفلكية من زاويةٍ أخرى محورية؛ إذ أظهر أنه من الممكن الوصول إلى توقُّعاتٍ كمية دقيقة استنادًا إلى قوانينَ فيزيائية مُحدَّدة على نحوٍ مناسب. وبهذا لم يقتصر دوره على تقديم تفسيرٍ فيزيائي متماسك للملاحظات التي سبق أن أُجريَت، بل إنه «تنبَّأ» أيضًا بنتائج ملاحظات يمكن إجراؤها في المستقبل. وفي سبيل تحقيق ذلك، كان عليه أن يخترع رياضياتٍ جديدة — التفاضل والتكامل المتناهي الصغر — ويستخدم لغتها لتلخيص القوانين الفيزيائية. ومنذ عصر نيوتن، اتخذَت معظم القوانين الفيزيائية شكل المعادلات التفاضلية. تُعرَّف المعادلة التفاضلية الدالة عن طريق تحديد

معدَّل تغيرها. وتمثل المعادلة التفاضلية الجوانب العامة لوضعٍ فيزيائي مُعيَّن، بينما تمثل الشروط المبدئية المطلوبة لاسترجاع الدالة الجوانب الخاصة بحدثٍ مُعيَّن. على سبيل المثال، مسار القذيفة المُطلَقة من بندقية يمثِّله حل معادلة نيوتن $m\,\mathrm{d}\mathbf{v}/\mathrm{d}t = \mathbf{F}$، التي تُختصَر عادةً إلى $f = ma$ وتربط معدَّل تغيير السرعة ($\mathbf{v}$) (التسارع) بالقوة ($\mathbf{F}$) المؤثِّرة. تنطبق معادلة نيوتن على جميع القذائف وكل التفَّاحات المتساقطة، وعلى القمر. إنها معادلةٌ عامة. تختلف مسارات القمر، والقذائف، والتفَّاحات بسبب اختلاف شروطها المبدئية؛ إذ يبدأ القمر بعيدًا عن مركز الأرض ويتحرك بسرعة فائقة، بينما تبدأ القذيفة من سطح الأرض وتتحرك ببطء أكثر، وتبدأ التفاحة أيضًا بالقرب من سطح الأرض، ولكنها تكون في البداية في حالة سكون. تعطي هذه الشروط المبدئية المختلفة، عند تطبيقها على معادلةٍ واحدة شاملة، ثلاثة مساراتٍ مختلفة تمامًا. بهذه الطريقة، أصبحَت الرياضيات التي اخترعها نيوتن وسيلة لتحديد القواسم المشتركة بين الأحداث المختلفة، وما يميز بعضها عن بعض.

حتمية الترابط

كان جيمس كليرك ماكسويل، الابن الوحيد لمحامٍ ثريٍّ من إدنبرة، يتمتع بموهبةٍ كبيرة في الرياضيات والفيزياء منذ صغره، وقد قدَّم إسهاماتٍ رئيسية في نظرية الغازات والحرارة وديناميكا حلقات زحل، ولكن إنجازه الأعظم تمثَّل في توسيع قوانين الكهرومغناطيسية باستخدام التفكير النظري البحت. تصوَّر ماكسويل تجربة تشمل دائرة كهربائية يمُر بها تيارٌ متردد، وتحتوي على مكثف، وهو جهاز يتكون من لوحَين معدنيَّين تفصل بينهما طبقةٌ رقيقة من مادةٍ عازلة، ربما تكون في بعض الأحيان طبقةً فراغية. يتدفَّق التيار إلى أحد اللوحَين، فيُكسبه شحنةً موجبة، ويخرج من اللوح الآخر، شاحنًا إياه بشحنةٍ سالبة. طبَّق ماكسويل على هذه الدائرة قواعد حساب المجال المغناطيسي المتولد من الدائرة، التي وضعها أندريه-ماري أمبير. في عام ١٨٦٥، أظهر أن هذه القواعد تعطي نتائجَ مختلفة تمامًا بناءً على طريقة تطبيقها، ما لم يكن هناك تيارٌ يمُر بين لوحَي المكثف عَبْر المادة العازلة. قاده هذا الاكتشاف إلى فرضية مفادها أن المجال الكهربائي المتغير زمنيًّا يُولِّد «تيار الإزاحة». رياضيًّا، شكَّل تيار الإزاحة المُفترض حدًّا إضافيًّا في المعادلة التفاضلية التي تربط التيار الاصطلاحي بالمجال المغناطيسي الذي يُولِّده.

كانت النتيجة المذهلة للحد الإضافي في المعادلة أنه أتاح للمجالات الكهربائية والمغناطيسية أن يدعم كلٌّ منهما الآخَر دون الحاجة إلى وجود شحنات؛ فحتى ذلك الحين، كان المجال الكهربائي هو ما يحيط بجسمٍ مشحون، والمجال المغناطيسي هو ما يحيط بسلك يحمل تيارًا. لكن مع الحد الإضافي، أنتج المجال الكهربائي المتغير زمنيًّا مجالًا مغناطيسيًّا متغيرًا زمنيًّا، وكان مايكل فاراداي قد أثبت بالفعل أن مثل هذا المجال المغناطيسي يُولِّد مجالًا كهربائيًّا متغيرًا زمنيًّا. ومن ثَم، أصبح المجال المغناطيسي يُعيد توليد المجال الكهربائي الأصلي دون حاجة إلى وجود شحنات! هل يمكن أن يكون هذا الاستنتاج المذهل صحيحًا، أم أن الحد الإضافي في المعادلة كان خطأً غبيًّا؟

استطاع ماكسويل حساب سرعة انتشار التذبذبات المترابطة للمجالات الكهربائية والمغناطيسية في الفضاء الفارغ، ووجد أن هذه السرعة تتوافق، في حدود أخطاء القياس، مع سرعة الضوء المَقيسة. استنتج ماكسويل أن الحد الإضافي كان صحيحًا وأن الضوء كان في جوهره تذبذبات مترابطة ومتجددة بين المجالات الكهربائية والمغناطيسية. وبالنظر إلى أن الطول الموجي للضوء كان معروفًا بكونه قصيرًا للغاية (حوالي ٠٫٠٠٠٥ملم)، فإن تردُّد التذبذبات يجب أن يكون مرتفعًا للغاية. أما التذبذبات ذات الترددات المنخفضة، فترتبط بموجاتٍ ذات أطوالٍ موجية أطول. في عام ١٨٨٦، تمكَّن هاينريش هيرتز من توليد هذه الموجات «الراديوية» واستشعارها.

بهذا، قدَّم ماكسويل تفسيرًا جديدًا لظاهرة قديمة، وهي الضوء، وتنبأ بظاهرة جديدة كليًّا من خلال تطبيق قوانين الفيزياء التقليدية في تجربة فكرية، كما رأى أن القوانين تحتاج إلى تعديل لضمان «اتساق النظرية». كانت هذه خطوةً رائدة في مسار العلم.

إلى أبد الآبدين

نحن نعتقد أن قوانين الفيزياء لطالما كانت صحيحة دائمًا؛ فلدينا أدلةٌ قوية على أنها أصبحَت صحيحة بعد دقيقة واحدة تقريبًا من بداية الكون قبل ١٣٫٨ جيجا (مليار) سنة مضت. وظلَّت صحيحة مع تطور الكون من كرة نارية متفجرة مرورًا بعصر بارد ومُظلِم إلى نشأة النجوم والمجرَّات الأولى، التي تُدرَس الآن بواسطة التلسكوبات الضخمة. ولا تزال صحيحة حتى وقتنا هذا.

على الرغم من أن قوانين الفيزياء ظلَّت ثابتة على مدار ١٣٫٨ جيجا سنة، فقد تغير الكون بشكلٍ يفوق التصوُّر. وهنا نجد مرةً أخرى التمييز النيوتني بين قوانين الفيزياء

الذي يتجسَّد في المعادلات التفاضلية، التي تظلُّ دائمًا صحيحةً في كل مكان وزمان، وبين الظواهر التي تَصِفُها هذه القوانين، والتي يمكن أن تتغير تمامًا بسبب التغير الجذري في الشروط المبدئية التي تُحل المعادلات بناءً عليها.

بما أن قوانين الفيزياء صالحةٌ في كل جزء من أجزاء الكون، فبمقدورنا السفر في أذهاننا إلى المجرَّات البعيدة. ولأن قوانين الفيزياء صالحة في كل الأوقات، فيمكننا السفر في أذهاننا إلى بداية كل شيء. فالطابع الشامل والأبدي لقوانين الفيزياء يجعل بمقدورنا أن نصبح، في خيالنا، مسافرين عَبْر الزمكان.

الفيزياء الفلكية هي تطبيقُ قوانين الفيزياء على كل ما يقع خارج كوكبنا. ولذا، فإن هذا العلم وليد العلوم الأخرى، لكنه يتفوَّق عليها جميعًا في نطاقه.

في البدء كانت الكلمة

الكون زائل، بينما قوانين الفيزياء أبدية. فقد كانت موجودةً قبل بداية الكون، وهي التي شكَّلَت بنيته. لا يمكن أن تُجرى تجربة بعينها بالطريقة نفسها دومًا، لأن العالم الواقعي يتغيَّر باستمرار. فاليوم أبرَدُ من الأمس، وهذه الحقيقة ستُؤثِّر في سير التجربة إلى حدٍّ ما. المجال المغناطيسي للأرض يُغيِّر اتجاهه باستمرار، وهذا سيُؤثِّر في التجربة بكيفيةٍ ما. الشمس تكبر في العمر وتزداد سطوعًا، والقمر يبتعد عن كوكب الأرض، وهذه الحقائق ستُؤثِّر على التجربة بطريقةٍ ما. في العالم الحقيقي لا شيء يبقى على حاله، ولكن في عالم عقل الفيزيائي هناك قوانين تمثل حقائق أبدية، لا تتغير أبدًا. هذا الثبات ليس وليد الصدفة وليس خداعًا؛ بل هو اختيارٌ مُتعمَّد. فالفيزيائي لا يشعر أنه استوعب ظاهرةً ما تمامًا إلا إذا أرجعها إلى قانونٍ أبدي لا يتغير.

إذا قمنا بجمع كل مُعدَّاتنا وشحنها إلى بلدٍ آخَر، إلى دائرة عرض أخرى، فستُجرى التجربة على نحوٍ مختلف، إلى حدٍّ ما؛ لأن المجال المغناطيسي للأرض سيكون مختلفًا في الموقع الجديد، ولأن مجال الجاذبية الأرضية سيكون مختلفًا، ولأن الموقع الجديد سيكون أكثر حرارةً أو أكثر برودة، ولأن فيض الأشعة الكونية في المختبر سيكون مختلفًا. ولكن قوانين الفيزياء ستبقى هي ذاتها بالقَدْر نفسه من الدقة. مرَّةً أخرى، ثبات قوانين الفيزياء هنا وهناك وفي كل مكان هو اختيارٌ متعمَّد؛ لأننا لن نهدأ حتى نستطيع أن نعزوَ أي اختلاف في كيفية سير التجربة في الموقع الجديد، مقارنةً بالموقع القديم، إلى

اختلاف في الظروف التي تؤثِّر في الحل، الذي نحتاج إليه لتلك القوانين الفيزيائية الثابتة والشاملة.

هذا الإصرار على تفسير الظواهر، استنادًا إلى قوانينَ ثابتة في كل مكان وزمان، لا يمكنه فقط أن يجعل بالإمكان السفر عَبْر الزمان والمكان في الكون والعودة إلى أبعد الأزمنة. بل يزوِّدنا أيضًا بثلاثة أسلحةٍ قوية لنأخذها معنا في رحلاتنا. تُسمى هذه الأسلحة الطاقة، والزخم، والزخم الزاوي.

في عام ١٩١٥، أثبتَت إيمي نويثر نتيجةً حاسمة. وهي أنه إذا ظلَّت القوانين التي تحكم ديناميكا نظامٍ ما ثابتةً عند نقل النظام أو تدويره، فإنه أثناء حركته أو دورانه ثمَّة كمية يمكن حسابها من موقعه وسرعتِه الحاليَّين ستبقى ثابتة. ونقول إن للنظام «كمية محفوظة». الكمية المحفوظة الناتجة عن ثبات القوانين في كل مكان هي الزخم، والكمية المحفوظة الناتجة عن عدم تأثر النظام باتجاهه، سواء كان من الشرق إلى الغرب، أو من الشمال إلى الجنوب، أو أي اتجاه آخَر، هي الزخم الزاوي. وامتدادًا لنظرية نويثر، إذا بقيَت الديناميكا ثابتةً على مَرِّ الزمن، فإن هناك كميةً محفوظة أخرى وهي الطاقة. وهكذا، فإن الطبيعة الشاملة والأبدية لقوانين الفيزياء تؤدي إلى ظهور ثلاث كمياتٍ محفوظة مهمة، وهي الزخم، والزخم الزاوي، والطاقة. يساعد ثبات هذه الكميات كثيرًا عندما نحاول فهم نظامٍ ربما يكون بعيدًا جدًّا أو في الماضي السحيق.

في عام ١٩٣٠، اقترح فولفجانج باولي وجود جُسيماتٍ أطلق عليها اسم «النيوترونات» تحمل الزخم والطاقة بعيدًا أثناء التفاعلات النووية. جاءت فرضيتُه هذه ردَّ فعلٍ على أدلةٍ تجريبية أظهرَت بوضوحٍ عدم حفظ الطاقة والزخم. ومن ثَم اقترح وجود جُسيماتٍ غير مرئية تضمن حفظ الطاقة والزخم. لسنواتٍ طويلة، كانت النيوترونات مجرد فرضية، حتى رُصدَت أخيرًا عام ١٩٥٦. ويصعُب رصدُها لأن مقاطعها العرضية صغيرة جدًّا، نحو $١٠^{-٤٦}$م^{٢}، على أن تتفاعل مع أي شيء. في لغة الفيزياء الكلاسيكية، هذا يعني أن النيوترينو سيتصادم مع جُسيمٍ آخَر فقط إذا مَرَّ على مسافةٍ قريبة تصل إلى نحو $\sqrt{١٠^{-٦٤}}$م $= ١٠^{-٢٣}$م من مركز ذلك الجُسيم، وهي مسافة أصغر بـ ١٠٠ مليون مرة من حجم البروتون. في الواقع، تجعل ميكانيكا الكم تحديد موقع الجُسيمات بدقةٍ كبيرة أمرًا غير ذي معنًى؛ لذا فإن الدلالة الحقيقية للمقاطع العرضية الصغيرة جدًّا للنيوترونات هي أن احتمالية تفاعلها ضئيلة للغاية. ومع ذلك، تلعب النيوترونات دورًا مهمًّا في تشكيل بِنية الكون.

ما يحدث في السماء أكثر مما يحدث على الأرض

بدأت قصتُنا مع نيوتن الذي جعل القمر جزءًا من الأرض بإخضاعه لقوانين الديناميكا العادية. في ثلاثينيات القرن العشرين، أعاد الفلكي السويسري الغريب الأطوار فريتس زفيكي التركيز على السماء إلى حدٍّ ما بقوله إنه «إذا كان شيءٌ ما يمكن حدوثه، فسيحدث». أي إن «أي شيء» يمكن حدوثه وفقًا لقوانين الفيزياء سيحدث في مكانٍ ما في الكون، وبالأدوات الصحيحة وبقليل من الحظ يمكننا أن «نرى» حدوثه. يشير مبدأ زفيكي إلى أنه من المثمر التفكير بجدية في مسألة ما إذا كانت الأجسام الغريبة والأحداث الغريبة ممكنة من حيث المبدأ. إذا كانت معرفتك بالفيزياء جيدة، فستتمكن من حساب الكيفية التي ستبدو عليها الظواهر المرصودة لهذه الأجسام أو الأحداث، وربما حتى يمكنك تقدير مدى تكرارها. ثم يمكنك تشجيع الراصدين على البحث عن هذه الأحداث.

المثال الكلاسيكي لهذا النهج هو تحديد النجوم القزمة البيضاء. في عام ١٩٣٠، قام سبرامنين شاندراسيخار برحلة طويلة من بومباي إلى ساوثهامبتون للعمل في جامعة كامبريدج. خلال الرحلة، تساءل عن كيفية تأثير ميكانيكا الكم الجديدة والمثيرة للجدل حينها في النجوم. وأثبت أن نجمًا، مثل الشمس، عندما ينفَد وقوده، سيبرد وينكمش إلى حجمٍ صغير للغاية — ستتقلَّص الشمس في ذلك الوقت إلى حجم الأرض — وأن الضغط الذي يحافظ على هذا الجِرم الثقيل للغاية من الانهيار تحت قوة الجاذبية الشديدة هو تجسيدٌ واضح لمبادئ ميكانيكا الكم؛ فعلى الرغم من أن النجم سيكون باردًا، فإن إلكتروناته ستتحرك بسرعة تقارب سرعة الضوء؛ لأن عدم تحركها بهذه السرعة سيجعل أقلَّها طاقةً يخرق مبدأ عدم اليقين لهايزنبرج، الذي يتطلب أن يكون للإلكترون ذي الموقع المُحدَّد إلى حدٍّ كبير زخمٌ غير مؤكَّد للغاية. علاوةً على ذلك، يمنع مبدأ استبعاد باولي شغل إلكترونَين للحالة الكَمِّية نفسها؛ لذا يتعين على معظم الإلكترونات شغل حالات طاقة عالية؛ لأن الحالات التي تتجنب التعارض مع مبدأ هايزنبرج مشغولة بالكامل.

عندما وصل شاندراسيخار إلى كامبريدج متحمسًا لنظريته الرائعة، شعر بصدمةٍ كبيرة عندما رفضَتها الشخصية البارزة في علم الفيزياء الفلكية، البريطاني السير آرثر إدنجتون، معتبرًا إياها هُراءً. لم يقبل إدنجتون مبدأ زفيكي، ولم يقبل أن فيزياء الكم، تلك النظرية الغامضة التي وُضعَت لشرح (إلى حدٍّ ما ولكن بطريقةٍ غير مُتقَنة) سلوك الذرات، تنطبق على النجوم بأكملها. لكن شاندراسيخار كان على حق، وهناك عددٌ كبير من هذه

النجوم الباردة الفائقة الكثافة بالقرب من الشمس، التي تُحافظ على استقرارها بفضل تأثيرٍ فيزيائي يعتمد بالكامل على ميكانيكا الكم.

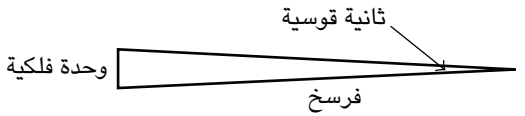
في الفصلَين الثالث والثامن، سنتناول أمثلةً أخرى على التنبؤات الناجحة بأشياء مدهشة أمكن الوصول إليها باستخدام الفيزياء بطريقةٍ إبداعية. يتحقَّق مبدأ زفيكي لأن الكون شديد الضخامة والتنوُّع، لدرجة أن الطبيعة مرَّت بعددٍ هائل من الظروف التي يمكن أن تنشأ فيها ظواهرُ مختلفة. كوكبنا مكانٌ مثير للاهتمام، لكنه محدود، وإذا كنتَ تريد فهم العالم المادي، فإن عليك في بعض الأحيان أن تنظر بعيدًا عنه إلى السماء.

ملاحظة عن الوحدات

تناسب الوحدات العلمية القياسية، الكيلوجرامات، الأمتار، الثواني ... إلخ، تجارب الحياة اليومية، ولكن استخدامها في الفيزياء الفلكية يتطلب أرقامًا كبيرةً جدًّا. فبالنسبة إلينا، وحدة الكتلة الأكثر ملاءمة هي الكتلة الشمسية ($M_\odot$)، وتساوي $٢٫٠٠ \times ١٠^{٣٠}$كجم، حيث $١٠^{٣٠}$ هي اختصار لواحد يليه ٣٠ صفرًا.

عند النظر في الأنظمة الكوكبية، تكون وحدة الطول الأكثر ملاءمةً هي الوحدة الفلكية (AU)، وهي متوسط المسافة بين الأرض والشمس؛ فالوحدة الفلكية الواحدة تساوي $١٫٥٠ \times ١٠^{١١}$ أمتار؛ أي ١٥٠ مليون كيلومتر. على مقياس المجرَّة أو الكون، فإنه حتى الوحدة الفلكية تُعد صغيرةً جدًّا على أن تكون وحدةً عملية، ووحدة المسافة هي الفرسخ الفلكي، وهو المسافة التي يظهر فيها النجم الثابت بالنسبة إلى الشمس، عند رصده من الأرض، يتحرك في السماء بمقدار ثانيةٍ قوسية كل ربع سنة (الشكل ١-١). باستخدام حساب المثلثات، نجد أن الفرسخ الواحد يساوي $٢٫٠٦ \times ١٠^{٥}$ وحدات فلكية = $٣٫٠٩ \times ١٠^{١٦}$م. تقع النجوم الأقرب على بُعد فرسخٍ واحد تقريبًا، ويبعد مركز مجرتنا بمقدار $٨٫٣ \times ١٠^{٣}$ فراسخ = ٨٫٣ كيلوفراسخ (kpc)، وفي المتوسط تُوجد مجرةٌ مضيئةٌ واحدة كمجرتنا في كل ١٠ ميجافراسخ مكعبة (Mpc^3) تقريبًا.

وحدتنا الزمنية المعتادة هي السنة (السنة الواحدة = $٣٫١٦ \times ١٠^{٧}$ ثوانٍ)، على الرغم من أننا نتعامل عادةً مع مقاييسَ زمنية أطول؛ إذ تتطوَّر النجوم على مدى ملايين أو مليارات السنين. لذا، نكتب غالبًا ميجا سنة Myr للإشارة إلى ملايين السنين أو جيجا سنة Gyr للإشارة إلى مليارات السنين؛ حيث الجيجا سنة الواحدة تساوي ١٠٠٠ ميجا سنة، أي تساوي $١٠^{٩}$ سنوات.



شكل ١-١: الفرسخ الفلكي هو المسافة التي تُشكِّل عندها المسافة بين الأرض والشمس (الوحدة الفلكية الواحدة) زاوية مقدارها ثانية قوسية واحدة (١ / ٣٦٠٠ درجة).

ويُعتبر الكيلومتر في الثانية (كم/ث) وحدة ملائمةً للسرعة؛ حيث تدور الأرض حول الشمس بسرعة تبلغ نحو ٣٠كم/ث، وتدور الشمس حول مركز المجرة بسرعة تبلغ نحو ٢٤٠كم/ث. إذا تحرك جسم بسرعة واحد كم/ث، فإنه يقطع تقريبًا مسافة فرسخ في مليون سنة أو كيلوفرسخ في مليار سنة. على سبيل المثال، في مليار سنة، تقطع الشمس مسافةً تُقدَّر بنحو ٢٤٠ كيلوفرسخًا بينما يبلغ طول مدارها حول المجرة ٢ باي (π) × ٨,٣ كيلوفراسخ = ٥٢ كيلوفرسخًا، مما يعني أنها تُكمل نحو خمس دورات كل مليار سنة.

أما الوحدة القياسية للقدرة، فهي الواط (W) (وهو تقريبًا معدَّل بذل الشغل عند رفع كيلوجرام واحد لمسافة ٠,١ متر في الثانية). ووحدة الطاقة الملائمة في الفيزياء الفلكية هي الإضاءة الشمسية ($L_{\odot}$) وتساوي ٣,٨٥ × ١٠^{٢٦} واط. عادةً ما تفرض شركات المرافق رسومًا على الطاقة باستخدام وحدة الكيلوواط في الساعة، أو ما يعادل ٣,٠ × ١٠^{٢٨} من الإضاءة الشمسية في السنة. بينما يُولِّد انفجارٌ لمستعرٍ أعظم (انظر الفصل الثالث) في الغاز البينجمي المحيط طاقةً مقدارها نحو ٨,٢ × ١٠^{٩} من الإضاءة الشمسية في السنة.

على الرغم من أن الإضاءة الشمسية في السنة هي الوحدة الملائمة لطاقة الأجرام الفلكية، فهي لا تناسب الذرات على الإطلاق. عند دراسة الذرات والجُسيمات دون الذرية، فإن الوحدة الملائمة للطاقة هي الفولت الإلكتروني (eV). الفولت الإلكتروني هو الطاقة المطلوبة لتحريك إلكترون عَبْر فرق جهد مقداره واحد فولت وهو ما يعادل ١٠$^{-٥٣}$ من الإضاءة الشمسية في السنة تقريبًا. وتحمل الفوتونات التي تستَشعرُها أعيُنُنا طاقةً تصل إلى نحو فولتَين إلكترونيَّين لكل فوتون، مما يعني أن الشمس تبعث نحو ١٠^{٥٣} فوتونات خلال السنة الواحدة.

الفصل الثاني

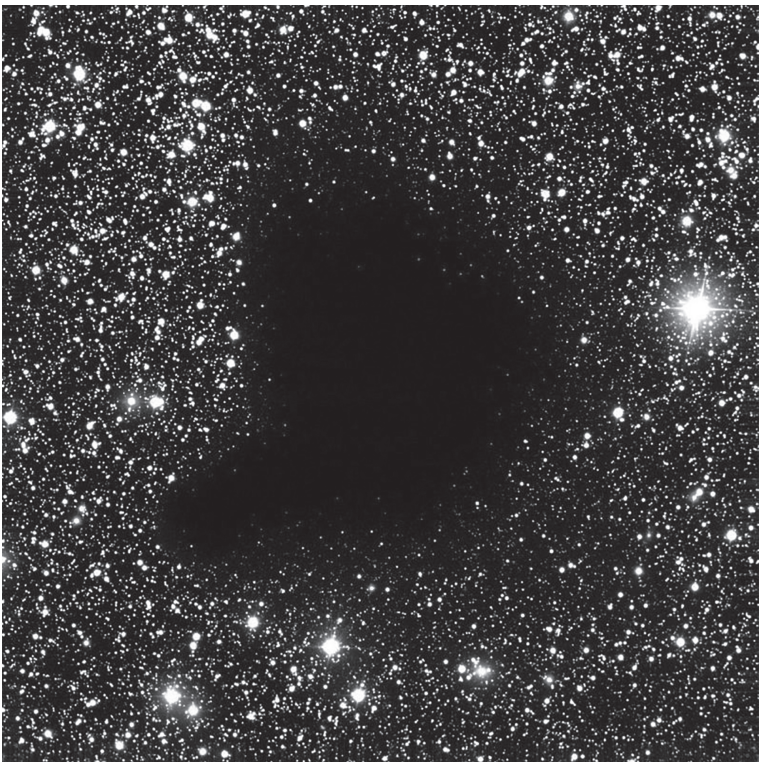
غاز بين النجوم

الفضاء بين النجوم ليس فارغًا تمامًا، على الرغم من أنه يتمتع بفراغ يفوق أي فراغ يمكن تحقيقه على الأرض؛ ففي المتوسط، يحتوي الغاز بالقرب من الشمس على ذرة واحدة لكل سنتيمتر مكعب (سم^{٣}) بينما يحتوي الهواء على حوالي ١٩١٠ ذرة لكل سنتيمتر مكعب؛ لذا يمكن وصف الفضاء بالقرب من الشمس بأنه فراغٌ فائق للغاية يعادل ضغطًا يقارب $١٠^{-١٩}$ بار.

الامتصاص والاحمرار بين النجوم

يظهر هذا الغاز الرقيق للغاية، الذي يتألف في الغالب من الهيدروجين والهيليوم، بعدة طرق. واحدة من أبسط وأهم الطرق هي من خلال امتصاص ضوء النجوم. في الواقع، لا يمتص الغاز نفسه ضوء النجوم ولكنه يمتصه بواسطة جُسيماتٍ صغيرة من الدخان مضمَّنة داخله. يطلق علماء الفلك على هذه الجُسيمات اسم «حُبيبات الغبار»، ولكن وصفها بالدخان أكثر دقة؛ لأنها، كما سنرى في الفصل الثالث، تتشكل في الغازات المنبعثة من نجومٍ معينة تمامًا كما يتشكل السناج في شمعةٍ مشتعلة، أو الدخان في الهواء الناتج عن نارٍ مشتعلة في الهواء الطلق.

بطبيعة الحال، تعتمد فعالية امتصاص الغبار لضوء النجوم على كثافة الغبار؛ ومن ثَم على كثافة الغاز الذي يحتويه، وقد تبيَّن أن كتلة الغبار لكل وحدة كتلة من الغاز ثابتة تقريبًا داخل مجرَّتنا. في بعض الاتجاهات، ينخفض عدد النجوم المرئية لكل وحدة مساحة من السماء انخفاضًا ملحوظًا؛ لأن هناك في هذه الاتجاهات سحابة كثيفة من الغاز قريبة، تحجب النجوم التي تقع خلفها (الشكل ٢-١).



شكل ٢-١: كرة مظلمة.

إذا نظرتَ إلى الشمس من خلال دخان نار، فستبدو أكثر احمرارًا من المعتاد؛ لأن امتصاص الجُسيمات الصغيرة للضوء الأزرق أسهل بكثير من امتصاصها للضوء الأحمر. لذا فإن الضوء الأحمر من الشمس أكثر احتمالية للمرور عَبْر الدخان من ضوء الشمس الأزرق. التفسير الفيزيائي لهذا الامتصاص الانتقائي هو أن الهوائي ممتصٌّ ضعيف للإشعاع إذا كان الطول الموجي أطول بكثير منه؛ ففي ستينيات القرن العشرين، أصبحَت هوائيات التليفزيون أصغر حجمًا عندما بدأ البث «بتردُّدات فائقة العلو» (نحو ٠,٣ جيجاهرتز)، وأصبحَت الهواتف المحمولة أصغر ولم يعُد لها هوائياتٌ مرئية عندما أصبح من الرخيص ثمنًا صنع الإلكترونيات التي يمكنها معالجة الإشعاع ذي الأطوال الموجية

التي تبلغ نحو ١٥سم. واتضح أن الغالبية العظمى من حبيبات الغبار بين النجوم أصغر من ميكرون واحد (١٠$^{-٣}$مم)؛ لذا فإن الأمواج ذات الأطوال الموجية الأطول من بضعة ميكرونات لا يمتصها الغبار كثيرًا. في الواقع، يمكننا رصد السحب البينجمية الكثيفة من خلال مراقبتها عند أطوالٍ موجية قليلة الميكرونات؛ أي أطول نحو أربع مراتٍ من الطول الموجي للضوء المرئي البالغ ٠٫٥ ميكرون تقريبًا.

بما أن حُبيبات الغبار هي ممتصاتٌ فعالة للضوء الأزرق والأشعة فوق البنفسجية، فإن النجوم التي تُرى من خلال السحب البينجمية تبدو أكثر احمرارًا من النجوم المماثلة التي لا يوجد أمامها الكثير من الغاز. من خلال مقارنة ألوان مثل هذه الأزواج من النجوم، يمكننا تحديد درجة «احمرار» أكثر النجوم احمرارًا؛ ومن ثَم كمية الغبار والغاز على طول خط رؤيتنا للنجم. بهذه الطريقة أمكن إثبات وجود الغاز بين النجوم لأول مرة.

الغبار المُنظِّم

تلعب حُبيبات الغبار دورًا مهمًّا في تنظيم درجة الحرارة، والكثافة، والتركيب الكيميائي للغاز. تصطدم الإلكترونات والبروتونات المتحركة في الفضاء بين النجوم أحيانًا بحُبيبة غبار. يؤدي تأثير الاصطدام إلى جعل حُبيبة الغبار تتذبذب، وهذه التذبذبات تجعل الحبة تشعُّ أمواجًا كهرومغناطيسية. بهذه الطريقة، تتحول بعض الطاقة الحركية للإلكترونات والبروتونات إلى موجاتٍ كهرومغناطيسية، من المحتمل أن تهربَ حتى من سحابة غاز كثيفة كما سنرى. ومن ثَم تُعتبر حُبيبات الغبار عوامل تبريد رئيسية للغاز بين النجوم.

لقد رأينا أن حُبيبات الغبار تمتص الكثير من ضوء النجوم، وخاصةً الضوء الأزرق والأشعة فوق البنفسجية. بطبيعة الحال، تسخن الحُبيبات بفعل هذا الامتصاص، تمامًا كما يحدث للشخص الذي يستلقي تحت أشعة الشمس. ونظرًا لأن كتلتها صغيرة جدًّا، فإن امتصاص فوتون واحد يمكنه أن يرفع درجة حرارة الحُبيبة بشكلٍ كبير. أي إن الفوتون الواحد يمكنه أن يجعل الحُبيبة تهتز بقوةٍ كبيرة. أيُّ إلكترونات أو بروتونات التصقَت بالحُبيبة بعد اصطدامها بها قبل امتصاص الفوتون تهتز بقوة وتنفصل عنها، على نحوٍ مشابه لنفض كلبٍ للماء عن نفسه بعد السباحة. إذا انتقلَت الإلكترونات والبروتونات التي اهتزَّت وانفصلَت عن الحُبيبة بعيدًا عنها بسرعة أكبر من السرعة التي كانت تتحرك بها عندما اصطدمَت بالحُبيبة، فإن الحُبيبة عمومًا ستكون قد سخَّنَت الغاز

بين النجوم. ومن ثَم، يمكن للحُبيبات أن تُبرِّد الغاز بين النجوم أو تُسخِّنه بناءً على شدة ضوء النجوم في الغاز.

إذا كان ضوء النجوم ضعيفًا، يمكن أن تتراكم عدة بروتونات وإلكترونات على حُبيبةٍ واحدةٍ بين امتصاصات الفوتونات. ثم قد تقترب البروتونات من بعضها بما يكفي أثناء اهتزازها حول سطح الحُبيبة لتشكيل جُزيء من الهيدروجين الجُزيئي (H_2). تُطلَق الطاقة أثناء تكوين جُزيء H_2 وتُمنَح للحبيبة. عندما يُسخِّن الفوتون الحُبيبة في المرة التالية، قد يطفو جُزيء H_2 بحرية. وهكذا، يوفِّر الغبار الآلية الرئيسية التي يتحول بها الهيدروجين الذري إلى هيدروجين جُزيئي.

تلعب حُبيبات الغبار دور الوسيط في العديد من التفاعلات الكيميائية الأخرى أيضًا. ويحتوي الغاز بين النجوم على ذرات الكربون، والنيتروجين، والأكسجين، والكبريت بكمياتٍ أقل بكثير من ذرات الهيدروجين أو الهيليوم، لكنها تبقى ذات وفرة ملحوظة على أي حال. إذا كانت الحُبيبة تحتوي على ذرات كلٍّ من الكربون والأكسجين، فمن المحتمل أن يتشكل جُزيء من أول أكسيد الكربون (CO). وإذا كانت الحُبيبة تحمل ذرة كربون وذرة نيتروجين، فمن المحتمل أن يتشكل جُزيء من غاز أكثر سُمِّية، سيانيد الهيدروجين (HCN)، نتيجة وجود ذرة هيدروجين قريبة عادةً تُكمل التفاعل. بهذه الطريقة، تتحكم حُبيبات الغبار في التركيب الكيميائي للغاز بين النجوم.

الانبعاث بواسطة الغاز

يعتمد جزءٌ كبير من معرفتنا بالغاز بين النجوم على دراسة الإشعاعات التي تنبعث من الذرات والجُزيئات البينجمية. تتألف ذرات الهيدروجين من إلكترون في مدار حول بروتون وتُصدر بآليتَين مختلفتَين تمامًا إشعاعًا قابلًا للرصد. الآلية الأولى تحدث عندما يتغير دوران الإلكترون بالنسبة إلى دوران البروتون؛ حيث تكون طاقة الذرة أعلى قليلًا عندما تكون الدورات غير متوافقة، مقارنةً بحالتها عندما تكون متوافقة؛ ومن ثَم يمكن لذرة ذات دوراتٍ غير متوافقة أن تصدر فوتونًا من خلال عكس دوران الإلكترون. الطول الموجي لهذا الفوتون (٢١سم) أطول بكثير من حجم الذرة؛ لذا فالذرة هي مشعٌّ غير فعَّال للغاية لهذا الإشعاع ذي الطول الموجي الطويل. في الواقع، إذا تُركَت الذرة دون تدخل، فمن المحتمل أن تبقى في حالتها ذات الدوران غير المتوافق لأكثر من ١٠٠ مليون سنة قبل الانهيار إلى الحالة الأقل طاقة. لحسن الحظ، يمكن أن يكون الأمر هادئًا جدًّا في

المناطق النائية من الفضاء بين النجوم، وهناك أعدادٌ هائلة من ذرات الهيدروجين في هذه المناطق تتهيأ للانتقال؛ لذلك إذا ضبطتَ هوائي راديو على التردُّد السحري، يمكنك التقاط إشارة قوية من الذرات ذات الدوران المنعكس. تنبأ بوجود هذه الإشارة فرانك فان دير هولست عندما كان طالبًا في ليدن، التي كانت محتلةً آنذاك من قِبل النازيين، في هولندا. أصبح اكتشاف هذه الإشارة ممكنًا بفضل أبحاث الرادار خلال الحرب، وفي عام ١٩٥١ أُعلن عن اكتشافها بشكلٍ متزامن من جانب مجموعات في هولندا، وأستراليا، والولايات المتحدة.

حسَّن اكتشاف إشعاع بطولٍ موجي ٢١سم من الهيدروجين الذري فهمنا لمجرَّتنا بدرجةٍ كبيرة؛ حيث استطعنا لأول مرة الحصول على صورةٍ واضحة لدوران مجرَّتنا. يُظهِر الإشعاع حالة حركة الذرات التي تبعثه؛ لأن التردد الذي تبُثه الذرة محدَّد بدقةٍ كبيرة بالنسبة إلى المراقب الثابت بالنسبة إلى الذرة. إذا كانت الذرة تتحرك بالنسبة إلى المراقب، يتغير التردُّد الذي يجري قياسه؛ حيث يرتفع التردُّد إذا كانت الذرة تتحرك نحو المراقب، وينخفض إذا كانت تبتعد عنه (تأثير دوبلر).

لا تتفاعل جُزيئات الهيدروجين مع الفوتونات التي تحتوي على طاقةٍ أقل من الفوتونات فوق البنفسجية، وهذه الفوتونات نادرة. لذا فالهيدروجين يكاد يكون غير مرئي. وهذه مشكلةٌ كبيرة للفلكيين لأن نحو نصف الغاز البينجمي في مجرَّتنا يتألف من الهيدروجين، وفي كثيرٍ من الأحيان هو النصف الأكثر أهمية؛ لأنه النصف البارد والكثيف الذي يمكن أن يتحول إلى نجوم وكواكب. لحسن الحظ، يوفِّر أول أكسيد الكربون (CO) مؤشرًا جيدًا لتعقُّب الهيدروجين. فجُزيء أول أكسيد الكربون «ثنائي الأقطاب الكهربية»؛ لأن ذرة الأكسجين (O) تجذب النصيب الأكبر من الإلكترونات، مما يجعل نهاية الكربون (C) من الجُزيء موجبة قليلًا ونهاية الأكسجين سالبة. وما لم تكن درجة حرارة الغاز منخفضة للغاية، تدور جزيئات أول أكسيد الكربون أثناء حركتها، ويشعُّ القطب الكهربائي الدوَّار موجاتٍ كهرومغناطيسية. تُصدَر هذه الموجات بترددات دقيقة جدًّا؛ لأن ميكانيكا الكم تحدِّد معدلات الدوران الممكنة بقيمٍ متقطعة؛ حيث يمكن للجُزيء أن يكون دون دوران (عدد كمي j يساوي صفرًا) أو بوحدة دوران واحدة (j يساوي واحدًا)، أو وحدتَين، وهكذا. علاوةً على ذلك، يمكن للجُزيء تغيير حالة دورانه بوحدةٍ واحدة فقط في كل مرة، وعندما يمُر من حالة الدوران j إلى $j - 1$ يصدر فوتونًا يحمل كمية من الطاقة تتناسب مع j. لذا فجميع تردُّدات الفوتونات المنبعثة هي أضعاف

التردُّد الأساسي المرتبط بالانتقال $j = 1 \longrightarrow j = 0$. هذه الفوتونات الأساسية لها طولٌ موجي يبلغ ٢٫٣مم، وبما أن الطول الموجي يتناسب عكسيًّا مع التردد، فإن الطول الموجي للانتقال $j \longrightarrow j - 1$ هو j/٢٫٣مم.

تعتمد احتمالية دوران جُزيء معيَّن بمعدل j على درجة حرارة الغاز؛ فإذا كانت درجة الحرارة منخفضة، تكون كمية الطاقة المتوفرة قليلة، مما يؤدي إلى دوران وتحرك عددٍ قليل من الجزيئات بسرعات عالية، بينما عند ارتفاع درجة الحرارة، تميل الجزيئات إلى الدوران والتحرك بسرعاتٍ عالية. ومن ثَم، فإن نسبة عدد الجزيئات في الحالة $j = 4$، على سبيل المثال، إلى تلك في الحالة $j = 1$ تزداد مع ارتفاع الحرارة. يترتَّب على ذلك أنه مع ارتفاع الحرارة، تزداد أيضًا شدة الخط الطيفي ذي الطول الموجي ٢٫٣ / ٤مم نسبيًّا إلى ذلك ذي الطول الموجي ٢٫٣مم. ومن ثَم، يمكن عن طريق قياس عدة خطوط طيفية من هذا النوع تقدير درجة حرارة الغاز.

في سبعينيات القرن الماضي، أصبح من الممكن إجراء مسح لمجرَّتنا باستخدام هذه الخطوط الطيفية الأولى، مما أتاح رسم خريطة للجزء الأكثر كثافة وبرودة في الوسط البينجمي.

رُسمَت منذ فترة طويلة خرائط للمجرَّات القريبة باستخدام الخطَّين الطيفيَّين بطولٍ موجي ٢١سم و٢٫٣مم. وأصبح الآن من الممكن اكتشاف أول أكسيد الكربون في المجرَّات البعيدة جدًّا، وجارٍ العمل على مستوى العالم لبناء تلسكوبٍ راديوي عملاق، وهو مصفوفة الكيلومتر المربع، التي ستجعل بالإمكان بدايةً من عام ٢٠٢٠، رسم خرائط لتوزيع الغاز المُشِعِّ بطول موجي ٢١سم قبل تشكُّل النجوم والمجرَّات الأولى.

لا يمتص الهيدروجين الذري، في حالته الأساسية، الفوتونات المرئية، ولكنه يمتص الفوتونات فوق البنفسجية ذات الطاقة العالية، التي تحمل أكثر من ١٠٫٢ فولتات إلكترونية. تُسمى الفوتونات التي تحمل ١٠٫٢ فولتات إلكترونية فوتونات لايمان ألفا α، وتؤدي دورًا مهمًّا في علم الفلك؛ لأنها تتبعثر بسهولة عَبْر ذرات الهيدروجين؛ حيث تمتص الذرة الفوتون وتُعيد إطلاقه في اتجاهٍ مختلف.

أما الفوتونات التي تحمل طاقة أكثر من ١٣٫٦ فولتًا إلكترونيًّا، فيمكنها أن تزيل الإلكترون تمامًا من ذرة الهيدروجين. أي إنه يمكنها أن تؤيِّن ذرة الهيدروجين، وتحوِّلها إلى إلكترون حر وبروتون. بعد ذلك، من المحتمل أن يلتقط البروتون إلكترونًا حرًّا مارًّا، ويصدر فوتونًا أثناء هذه العملية. ربما لا يحمل الفوتون الأول المنبعث سوى كميةٍ صغيرة

من الطاقة؛ لأن الإلكترون يكون في البداية بالكاد مرتبطًا بالبروتون. ولكن بمجرد أن يصبح الإلكترون محاصرًا، من المحتمل جدًّا أن يسقط، مثل شخص ثَمِل يفقد توازنه على درَج، أعمق وأعمق في المجال الكهربائي للبروتون، ويصدر فوتونًا آخر مع كل خطوة ينزلق إليها. تُعرف الفوتونات المنبعثة أثناء سقوط الإلكترون إلى الخطوة ما قبل الأخيرة من الدرَج «بفوتونات بالمر». لفوتونات بالمر الأقل طاقةً، وهي فوتونات هيدروجين ألفا $H\alpha$، لونٌ وردي جميل وتظهر بوضوحٍ في صور الأماكن التي تتشكل فيها النجوم؛ لأن النجوم الساخنة في هذه المناطق تؤيِّن الغاز حولها، مما يمهِّد الطريق لإعادة اتحاد البروتونات والإلكترونات.

للفوتونات فوق البنفسجية تأثيرٌ كبير على الجُزيئات بالإضافة إلى الذرات، لأنها تستطيع تفكيك الجُزيئات إلى ذراتها المُكوِّنة، فيما يُعرف «بتفكيك» الجُزيئات. في الواقع، هذه هي الطريقة الرئيسية لتدمير الجُزيئات؛ حيث تتشكل الجُزيئات على حُبيبات الغبار وتدمرها الفوتونات فوق البنفسجية. لذا، فإن التركيب الكيميائي للغاز البينجمي يعتمد بشكلٍ كبير على التوازن بين القوة التدميرية للفوتونات فوق البنفسجية والدور التحفيزي لحُبيبات الغبار. فكلما كانت كثافة الغاز أعلى، زادت احتمالية اصطدام الذرَّات بحُبيبات الغبار، وازدادت نسبة الذرَّات المرتبطة في شكل جُزيئات. علاوةً على ذلك، إذا كانت كثافة حُبيبات الغبار عالية، فإنها ستمتص جزءًا كبيرًا من الفوتونات فوق البنفسجية من النجوم الساخنة قبل أن تتمكن من تفكيك الجُزيئات. لذلك، تزداد نسبة الغاز في شكله الجُزيئي بسرعة مع زيادة كثافة الغاز.

إذا أصبحَت كثافة الغاز في منطقةٍ ما مرتفعة جدًّا، فيمكن أن ينشأ وضعٌ مُنفَلِت؛ حيث ترتفع الكثافة باستمرار تقريبًا بلا حدود. يحدث هذا الانفلات بسبب أنه مع زيادة كثافة الغاز، يخترق عددٌ أقل من الفوتونات فوق البنفسجية المنبعثة من النجوم القريبة عمق السحابة قبل امتصاصها. لكننا رأينا أن الحُبيبات هي المصدر الرئيسي لحرارة الغاز بين النجوم، وأن الجُزيئات مثل أول أكسيد الكربون تشعُّ الطاقة. ومن ثَم، يؤدي انخفاض كثافة الفوتونات فوق البنفسجية وزيادة الجزء الجُزيئي إلى تبريد الغاز. يبذل الغاز الأكثر برودة ضغطًا أقل عند الكثافة نفسها؛ لذا عندما يبرد، تنكمش السحابة تحت تأثير جاذبيتها الداخلية. ومع زيادة الكثافة، تصبح الفوتونات فوق البنفسجية أقل وفرة، مما يؤدي إلى استمرار تبريد الغاز وانكماشه أكثر. يؤدي هذا الانفلات في الكثافة إلى تكوين الكُرات المظلمة، كما هو مبيَّن في الشكل ٢-١، التي تتحول لاحقًا إلى نجوم.

القرص الغازي

تكشف الملاحظات الخاصة بخط الطول الموجي ٢١سم للهيدروجين الذري وخطوط الطول الموجي ٢,٣مم لأول أكسيد الكربون عن طبقةٍ رقيقة من الغاز حول المستوى الأوسط للمجرَّة. على بُعد نحو أربعة كيلوفراسخ من المركز، يتحرك الغاز بسرعات تقارب سرعة المدار الدائري. يتركز أول أكسيد الكربون في المناطق المركزية أكثر من الهيدروجين الذري، ويكون أكثر تكتلًا. كما يتمركز بشكلٍ أكبر نحو المستوى الأوسط؛ حيث يوجد معظمه ضمن نطاق ٤٠ فرسخًا تقريبًا من المستوى الأوسط، مقارنةً بنحو ١٠٠ فرسخ للهيدروجين الذري.

بين الحين والآخر، يتعرض الوسط البينجمي لانفجارٍ هائل. سنصف الأجرام (المستعرات العظمى) التي تسبِّب هذه الانفجارات في الفصل الثالث. ولكننا هنا نتناول الأثر الذي تُحدثه هذه الانفجارات في الغاز بين النجوم.

عندما ينفجر المستعر الأعظم، يقذف كمياتٍ من الغاز تتراوح بين كتلةٍ شمسية وعدة كتلٍ شمسية بسرعات تصل إلى عدة آلاف الكيلومترات في الثانية. تبلغ الطاقة الحركية للغاز المقذوف نحو $١٠^{٤٤}$ جول (J). على سبيل المقارنة، خلال حياة الشمس الممتدة لـ ٤,٦ مليار سنة، أشعَّت أقل من ٦×١٠^{٤٣} جول، مما يعني أننا نتحدث عن كميةٍ هائلة من الطاقة.

يصطدم الغاز الأول الذي يقذفه المستعر الأعظم بالغاز المحيط الثابت تقريبًا، مما يضغطه ويُسخِّنه ويدفعه إلى الحركة. بطبيعة الحال، يُبطِّئ كل هذا الجهد الغاز المقذوف؛ ومن ثَم يصدمه من الخلف الغاز الذي قذفه المستعر الأعظم بعد وقتٍ قليل. يتباطأ هذا الغاز الآن، وينضغط، ويسخن. بهذه الطريقة، يتشكل غلافٌ سميك من الغاز الساخن والمضغوط حول المستعر الأعظم ويتوسع. وعلى حوافه الداخلية والخارجية، تحدُّه انقطاعات في سرعة الغاز؛ فمن الخارج يصطدم بالغاز الثابت، ومن الداخل يُبطئ الغاز المتدفق من المستعر الأعظم.

مع تراكم المزيد من الغاز البينجمي في الغلاف، يبرد بفعل التمدد. إذا استمر في التمدد دون اضطراب لفترة طويلة، فستنخفض درجة حرارته في النهاية إلى النقطة التي يبرد فيها بفعل الإشعاع أسرع مما تُسخِّنه الصدمات. كلما كان الغاز المحيط أكثر كثافة، تتحقق هذه الحالة أسرع؛ لأن إضاءة الغلاف تتناسب مع حاصل ضرب كثافته وكتلته.

في الفصل الثالث، سنرى أن النجوم تتكون في مجموعات (عناقيد)؛ لذا فإن المستعرات العظمى التي تميز نهايات حياة النجوم الضخمة تتجمع أيضًا. ومن ثَم، غالبًا ما يحدث انفجار لمستعرٍ أعظمَ ثانٍ في المنطقة ذات الكثافة المنخفضة داخل الغِلاف الآخذ في الاتساع لمستعرٍ أعظمَ سابق. ثم يتمدد الغلاف حول المستعر الأعظم الثاني بسرعة داخل المنطقة المنخفضة الكثافة، ويتحد مع غلاف المستعر الأعظم الآخذ في الاتساع. لدينا الآن «فقاعة مستعرٍ أعظم»، التي قد تجذب مزيدًا من المستعرات العظمى المُحفِّزة مع توسعها. في ذراع الجبار، هناك منطقة ذات تكوينٍ نجمي نشط جدًّا، تتسبَّب الانفجارات المنتظمة للمستعرات العظمى فيها في دفع جدارٍ من الهيدروجين الذري باتجاهنا بسرعة تزيد على ١٠٠كم ث$^{-١}$، ويُطلق على هذا الجدار اسم «رداء الجبار».

بعض الأغلفة الناتجة عن المستعرات العظمى، التي تحتوي على هيدروجين ذري سريع الحركة، تتجه بعيدًا عن المستوى الأوسط للمجرَّة، مما يدفع الغاز إلى مدار في مجال جاذبية المجرَّة ينقل الغاز بعيدًا عن المستوى. في الواقع، يُوجد نحو ١٠ في المائة من مخزون المجرَّة من الهيدروجين الذري على بُعد أكثر من كيلوفرسخ من المستوى المَجرِّي. في النهاية، يعود هذا الغاز إلى المستوى؛ لذلك يُقال إن المستعرات العظمى تُشغِّل «نافورة مجرِّية».

عندما يُطلَق مثل هذا اللوح من الغاز البارد في المدار، يصبح الطريق مفتوحًا أمام الغاز المقذوف من المستعر الأعظم للخروج تمامًا من المجرَّة. يكون الغاز ساخنًا جدًّا لدرجة أن الإلكترونات نادرًا ما ترتبط بالأيونات؛ ومن ثَم يتكون من جُسيماتٍ مشحونة حرة. في هذه الحالة، نقول إن الغاز في حالة «بلازما». من المحتمل أن تكون هذه العملية لعبت دورًا مهمًّا طوال عمر المجرَّة؛ حيث يمتلئ الفضاء بين المجرَّات بمخلَّفات المستعرات العظمى.

إذا كانت عمليات تكوين النجوم تتكرر كثيرًا، فستتداخل الفقاعات المجاورة. وعلى الرغم من أن انفجارات المستعرات العظمى يُعتقد أنها تحدث في مجرَّتنا مرة كل نحو ٥٠ عامًا في المتوسط، فإن فقاعات المستعرات العظمى قد تداخلَت بدرجة تجعل معظم الفضاء بين النجوم ممتلئًا بها، مع ضغط الغاز البينجمي الكثيف في المساحات الضيقة بين الفقاعات. يرتبط الضغط (P)، والكثافة (n)، ودرجة الحرارة (T) للغاز المثالي بقانون بويل، $P = \text{ثابت} \times nT$، والضغط الناتج عن الغاز الساخن مساويًا تقريبًا للضغط الناتج عن الغاز البارد؛ لذلك يكون حاصل ضرب T وn للغاز البينجمي ثابتًا تقريبًا، على الرغم من أن T تتغير من ٢٠ كلفن إلى ٢ × ١٠^{٦} كلفن.

تعمل المستعرات العظمى على تسريع الإلكترونات والأيونات إلى طاقاتٍ نسبية (الفصل السادس). تتدفَّق هذه الجُسيمات على طول خطوط المجال المغناطيسي التي تملأ الفضاء بين النجوم. من وقت لآخر، يصطدم أيون نسبي بنواة غاز بينجمي، مما تنتج عنه أشعة جاما. النسبة التي يحدث بها هذا في أي حجم تتناسب تقريبًا مع كثافة الغاز n؛ لذا فإن شدة انبعاث أشعة جاما هي طريقةٌ قيمة لاستكشاف كثافة الغاز البينجمي.

لقد رأينا أن النجوم لها تأثيرٌ كبير على الغاز البينجمي. الآن دعونا نُلقِ نظرة على طبيعة النجوم وآلية عملها.

الفصل الثالث

النجوم

حتى يومنا هذا، تُعتبر التلسكوبات التي تجمع الفوتونات المرئية أو الفوتونات ذات الأطوال الموجية الأطول قليلًا (فوتونات الأشعة تحت الحمراء) أهم أدواتنا لاستكشاف الكون. في هذه الأطوال الموجية، تهيمن النجوم تمامًا على سماء الليل. نرصد نحو مليار نجم كلٌّ على حدة، كنقاطِ ضوءٍ صغيرة غير محدَّدة، ومليار مليار نجمٍ آخر كنقاطٍ مساهمة في الضوء الصادر من المجرَّات البعيدة جدًّا، لدرجة أنه لا يمكننا تمييز النجوم المنفردة في تلك التجمُّعات النجمية الضخمة التي تُشكل المجرَّات.

لذلك، فإن معظم معرفتنا بالكون مستمدة من دراسة النجوم، وكان أحد أهم إنجازات العلم في القرن العشرين هو فهم كيفية آلية عمل النجوم، وفهم دورات حياتها من نشوئها إلى فنائها.

تكوُّن النجوم

تتشكل النجوم عندما يحدث انفلاتٌ في الكثافة المركزية لسحابة من الغاز البينجمي كما تناولنا في نهاية الفصل الثاني. بعد زيادة الكثافة بمعاملٍ ضخم، بنحو مليون مليون (١٢١٠)، تبدأ الفوتونات التي تنبعث من الذرات والجُزيئات في مواجهة صعوبة في الهروب من السحابة؛ لأن جُزيئات وحُبيبات الغبار تشتِّتها بعد قطع مسافةٍ قصيرة فقط داخل الكتلة الكثيفة من الغاز والغبار. فعندما تضخُّ الهواء في إطارات دراجتك، تسخن المضخة بسبب الشغل الذي تبذله لضغط الهواء بداخلها. بالمثل، عندما تضغط الجاذبية غاز سحابةٍ متقلصة، يُبذَل شغل على الغاز وسيسخن الغاز إذا لم يتمكن من إشعاع الطاقة المكتسبة حديثًا. وبمجرد أن يصبح من الصعب على الفوتونات الهروب من السحابة، لا يمكن إشعاع الشغل المبذول في الضغط في الوقت المناسب، وتبدأ درجة الحرارة في الارتفاع.

ولكن حتى مع ارتفاع درجة الحرارة والضغط في مركز السحابة، تزداد قوة الجاذبية المدمرة أيضًا مع سقوط المزيد والمزيد من الغاز في لُب السحابة. والنتيجة هي فترةٌ طويلة من ارتفاع درجة الحرارة والكثافة المركزية. إذا كانت السحابة ضخمةً بما فيه الكفاية، فإن درجة الحرارة والكثافة تكونان في النهاية كافيتَين لإشعال «الاحتراق النووي»؛ أي إطلاق الطاقة عن طريق تحويل الهيدروجين إلى هيليوم، ثم نوَى الهيليوم إلى نوًى أثقلَ مثل الكربون، والسيليكون، والحديد. وسنناقش الاحتراق النووي فيما يلي.

عندما تتعرض سحابةٌ بينجمية لانفلاتٍ زائد في الكثافة، فإنها لا تشكِّل نجمًا واحدًا بل مجموعة كاملة من النجوم. لا نفهم بالضبط كيف يحدث هذا التجزؤ، ولكنها حقيقةٌ تجريبية مهمة. داخل السحابة البينجمية المُشوَّهة، تظهر عدة مناطق ذات انفلات في الكثافة، كلٌّ منها يمكن أن يصبح بذرة لنجمٍ جديد. تختلف معدلات تراكُم الكتلة لهذه البذور اختلافًا كبيرًا، مما يؤدي إلى ظهور عددٍ قليل من النجوم الضخمة، وعددٍ كبير من النجوم المنخفضة الكتلة. تصل كتلة النجوم الأكثر ضخامة إلى نحو ٨٠ كتلةً شمسية، بينما تنخفض كتل نجومٍ أخرى إلى أقل من ٠٫٠١ كتلة شمسية تقريبًا، وهي كتلة يكون عندها النجم خافتًا جدًّا؛ بحيث لا يمكن رصده في أي مرحلة من مراحل حياته.

وبالنظر إلى أن السحابة الأصلية كانت كتلةً متقلبة ومتداخلة من الغاز، تتحرك البذور فيصبح موضع كلٍّ منها متغيرًا بالنسبة إلى الأخرى. أحد مظاهر هذه الحركة هو أن إحدى البذور ستعترض طريق الغاز الساقط في بذرةٍ أخرى، مما يزيد من نموها ويمنع نمو البذرة المجاورة. ومن مظاهر الحركة النسبية الأخرى أن البذور غالبًا ما تدخل في مدارٍ حول بعضها لتُشكِّل ثنائية نجمية.

في أماكنَ أخرى، تدخل مجموعاتٌ كاملة من البذور في مدارات حول بعضها لتُشكِّل عنقودًا من النجوم المترابطة بفعل الجاذبية. ولكننا سنرى في الفصل السابع تحت عنوان «انحراف بطيء» أن العناقيد النجمية الصغيرة ليست مستقرة، وتميل إلى التطور إلى نظام ثنائية وسلسلة من النجوم الفردية.

مع تزايد كتلة البذور وبدء تشكُّلها كنجوم، تزداد أهمية إنتاجها من الطاقة النووية أكثر فأكثر للغاز في المناطق ذات الكثافة المنخفضة من السحابة الأصلية. وتبدأ النجوم الأكبر كتلةً في إشعاع الفوتونات فوق البنفسجية، التي تُسخِّن الغاز المنخفض الكثافة كما رأينا في الفصل الثاني. في الفصل الرابع، سنرى أن النجوم الشابة محاطةٌ بأجسامٍ من الغاز المداري يُطلَق عليها الأقراص التراكمية، وأن هذه الأقراص تطرد نفاثاتٍ من

الغاز على طول محاور دورانها. تصطدم هذه النفاثات بالغاز المنتشر في الجوار وتُسخِّنه. نتيجةَ كل هذا النشاط للنجوم الشابة، يحدث أنه بعد فترةٍ قصيرة من انفلات الكثافة في مواقعَ محدَّدة من السحابة، يُسخَّن معظم الغاز في السحابة ويُدفَع بعيدًا. ومن ثَم، من سحابة تحتوي على ٤١٠ كتلات شمسية من الغاز، على سبيل المثال، لن يتشكَّل سوى نحو ١٠٠ كتلة شمسية من النجوم. تتيح «كفاءة تكوين النجوم» المنخفضة هذه للمجرَّات مثل مجرَّتنا استمرار تشكيل النجوم بمعدلٍ ثابت تقريبًا طوال عمر الكون؛ لأنها تعني معدلًا منخفضًا لتحويل الغاز بين النجوم إلى نجوم.

الاندماج النووي

تتألف الذرات من نواةٍ صغيرةٍ موجبة الشحنة محاطة بإلكترون أو أكثر يتحرَّك في مدارات تبعد نحو ١٠⁻١٠ متر عن النواة. تحتوي النواة على معظم كتلة الذرة رغم أن قطرها لا يتجاوز ١٠⁻١٥ متر. عندما تتصادم ذرتان، تتشوَّه مدارات الإلكترونات بحيث يتغير توزيع الشحنة السالبة المحيطة بكل نواة، وتتأثر النوى بقوًى كهروستاتيكية تحرفُها عن مساراتها المستقيمة الأصلية. النتيجة هي أنه حتى تصادم الذرتَين مباشرة من غير المُرجَّح أن يؤدي إلى تصادم النوى أنفسها؛ لأن سرعاتها ستعكسها القوى الكهروستاتيكية قبل أن تُتاح للنوى فرصة الالتقاء. نوعًا ما، تُوفِّر إلكترونات الذرة تغليفًا متطورًا مضادًّا للصدمات للنواة، يحمي النواة بعناية في جميع الاصطدامات، باستثناء أكثرها شدة.

مع ارتفاع درجة الحرارة في مركز النجم قيد التكوُّن، تتحرك الذرات بسرعة أكبر وأكبر، ويزداد عنف اصطداماتها باستمرار. تُنزَع الإلكترونات تمامًا خارج الذرات، فتصبح المزيد والمزيد من النوى عارية. لا يزال من غير المُرجَّح أن تتصادم النوى في اتصالٍ مادي لأنها، كأجسام موجبة الشحنة، تتنافر كهروستاتيكيًّا. ولكن في النهاية تصبح الاصطدامات عنيفةً لدرجة أن بعض النوى المتصادمة تتلامس فعليًّا. وهنا تبدأ التفاعلات النووية في الحدوث.

تُطلِق التفاعلات النووية طاقةً أكبر بمليون مرة من التفاعلات الكيميائية التي تُزوِّد أجسامنا وسياراتنا بالطاقة. لذا فإن إطلاق الطاقة من خلال التفاعلات النووية في لُب السحابة هو بمثابة نقطة تحول. فسرعان ما تستقر الكثافة عند القيمة التي تطلق عندها التفاعلات النووية الطاقة بمعدَّل يساوي تمامًا معدَّل تسرُّب الحرارة نحو الخارج عَبْر الغِلاف الغازي الضخم؛ فإذا كان معدل إطلاق الطاقة أقل بقليل من معدل تسرُّبها،

ينخفض الضغط المركزي، وينهار لُب السحابة، وترتفع درجة الحرارة والكثافة، ويزداد معدل التفاعلات النووية. وفي المقابل، إذا كانت التفاعلات النووية تطلق الطاقة بسرعة أكبر من قدرتها على التسرب، يرتفع الضغط المركزي، ويتمدد لُب السحابة، وتنخفض درجة الحرارة وكذلك معدل التفاعل النووي. وهكذا، يوفر إطلاق الطاقة النووية آلية استقرار ذاتية للنجم.

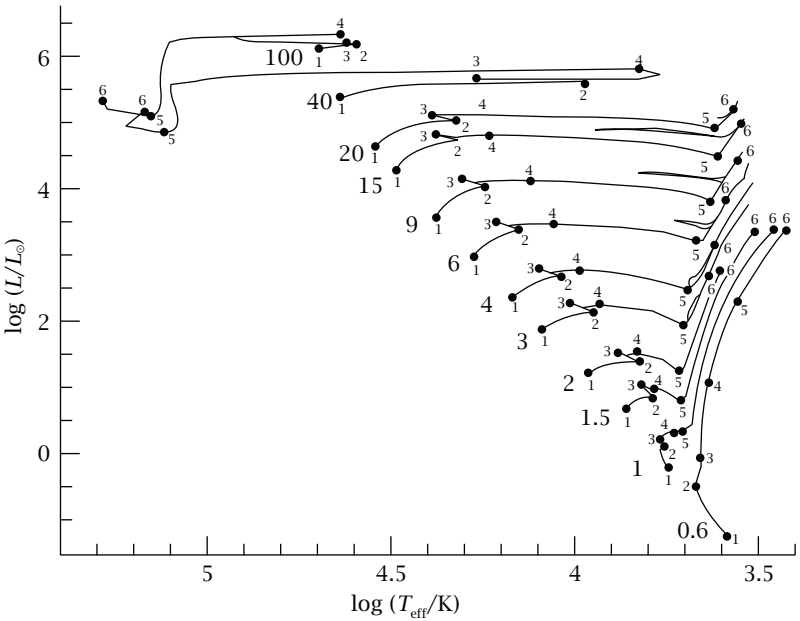
الكتل النجمية الرئيسية

يستقر الآن النجم الذي تزيد كتلته على ٠٫٠٨ كتلة شمسية في مرحلة الاحتراق النووي. فالنجوم التي تزيد كتلتها على ٠٫٠٨ كتلة شمسية ولكنها أقل من نحو ٠٫٥ كتلة شمسية تحرق الهيدروجين محولةً إياه إلى الهيليوم ولكن لا يمكنها إشعال الهيليوم. أما النجوم ذات الكتلة الأولية في النطاق من ٠٫٥ إلى ٨ كتلة شمسية، فتحرق الهيدروجين ثم الهيليوم، ولكن لا يمكنها إشعال الكربون. والنجوم ذات الكتلة الأولية التي تزيد على ٨ كتل شمسية ولكنها أقل من ٥٠ كتلة شمسية تقريبًا، فتحرق الكربون محولةً إياه إلى سيليكون ثم تحوِّل السيليكون إلى الحديد. نوَى الحديد هي الأكثر ترابطًا؛ لذا لا يمكن الحصول على الطاقة عن طريق تحويل الحديد إلى أي عنصرٍ آخَر؛ حيث تشكِّل نوَى الحديد الرماد النووي.

تصبح النجوم التي تزيد كتلتها على ٥٠ كتلةً شمسيةً غير مستقرة وتنفجر قبل أن تصل إلى مرحلة حرق السيليكون. نعلم أنها تصبح غير مستقرة، ولكننا لسنا متأكدين من النتائج النهائية لعدم الاستقرار هذا. نعتقد أن معظم كتلة النجم تنطلق إلى الفضاء بين النجوم، ولا تترك سوى ثقبٍ أسود كدليل على وجود النجم يومًا ما.

تصبح النجوم ذات الكتلة الأولية الأقل من ٠٫٠٨ كتلة شمسية ساخنة بما يكفي لحرق الديتيريوم وتحوله إلى هيليوم. الديتيريوم هو نظير للهيدروجين حيث تتألف نواته من بروتون مرتبط بنيوترون وليس من بروتون حر. نشأ الديتيريوم مثل الهيدروجين في الانفجار العظيم وتستَنفِدُه النجوم. إنه أقل وفرةً بنحو 10^{-5} مرة من الهيدروجين العادي؛ لذا فإن النجم لا يستغرق وقتًا طويلًا لاستنفاد هذا الوقود. يُطلق على الجِرم الذي لا يحرق سوى الديتيريوم اسم القزم البني. عندما يُستهلك الديتيريوم، سيبرد الجِرم ليصبح قزمًا أسودَ يكاد يكون غير مرئي.

المرحلة الرئيسية في حياة النجم الذي تزيد كتلته على ٠٫٠٨ كتلة شمسية هي احتراق الهيدروجين في لُبه. بما أن ثلاثة أرباع السحابة البينجمية الأصلية تألفَت من الهيدروجين،



شكل ٣-١: الإضاءة موضحة عموديًّا بوحدات الإضاءة الشمسية كدالة $\log (L/L_{\odot})$ لدرجة حرارة السطح المؤثِّرة (أو الفعَّالة) بالكلفن $\log (T_{\rm eff}/{\rm K})$ للنجوم ذات الكتل الأولية المختلفة. يُظهِر العدد الكبير عند الطرف الأيسر من كل منحنًى كتلة النجم بوحدات الكتلة الشمسية. بينما في النسق الأساسي، يوجد النجم بالقرب من النقطة الموجودة عند الطرف الأيسر من منحناه. وينتقل بعيدًا عن هذه النقطة عندما يكون قد حوَّل معظم الهيدروجين في لُبه إلى هيليوم.

فإن هناك الكثير من الوقود للاحتراق في هذه المرحلة، بالإضافة إلى أن حرق الهيدروجين يطلق طاقةً أكبر لكل نيوكليون (نيوترون أو بروتون) مقارنةً بأي وقودٍ نووي آخَر. لقد كانت الشمس تحرق الهيدروجين في لُبها لمدة ٤٫٦ مليارات سنة، ولا تزال في منتصف العملية. لأسبابٍ ستصبح واضحة عندما نتناول العناقيد النجمية في الفصل الثالث، نسمِّي النجم الذي يحرق الهيدروجين في لُبه نجمًا من «النسق الأساسي» (الشكل ٣-١).

كلما كان النجم أكبر كتلة، استنفد مخزون الهيدروجين في لُبه أسرع، وكان عمره في النسق الأساسي أقصر. النجوم الضخمة مُفرِطة الاستهلاك؛ فكلما زاد مخزون الوقود

لديها عند نشأتها، أفلسَت أسرع بسبب استهلاكها لذلك الوقود. يوضح الشكل ٣-١ هذه الحقيقة من خلال إظهار إضاءات النجوم ذات الكتل المختلفة كدالة لدرجة حرارة السطح. خلال مرحلة النجم في النسق الأساسي، يتحرك بين النقطة الممثلة بالنقطة على الطرف الأيسر من منحناه في هذا الرسم البياني والنقطة الواقعة على المنحنى المُميَّزة بالعدد ٢. يمثل العدد الكبير كتلة النجم بالكتل الشمسية. التدرج العمودي لوغاريتمي؛ ومن ثَم هناك عامل مليون في الإضاءة بين نقاط النسق الأساسي للنجوم التي كتلتها ٠,٦ كتلة شمسية و٢٠ كتلة شمسية. ومن ثَم، بينما سيظل نجم بكتلة ٠,٦ كتلة شمسية في النسق الأساسي لمدة ٧٨ مليار سنة، ما يقرب من ستة أضعاف عمر الكون، سيبقى نجم بكتلة ٢٠ كتلة شمسية في النسق الأساسي لمدة ٨,٥ ملايين سنة فقط.

يوضح الشكل ٣-١ حقيقةً أساسيةً أخرى، وهي أن درجة حرارة سطح النجم في النسق الأساسي تزداد مع كتلته. لذلك تكون النجوم الضخمة مضيئة، وساخنة، وذات أعمارٍ قصيرة، بينما تكون النجوم ذات الكتل الصغيرة ضعيفة الإضاءة، وباردة، وذات أعمارٍ طويلة. عندما تسخن قطعة من المعدن بشدة، فإنها تتوهج أولًا باللون الأحمر الباهت، ثم تصبح صفراء وبيضاء، وإذا استطعتَ رفع حرارتها أكثر، فستتوهج باللون الأزرق. لذا فالنجوم الساخنة زرقاء بينما النجوم الباردة حمراء. يُظهِر الشكل ٣-١ أن جميع النجوم الزرقاء كبيرة، وقد رأينا أن النجوم الكبيرة ذات أعمارٍ قصيرة. لذلك فالنجوم الزرقاء هي نجومٌ شابة دائمًا.

يعكس الرابط بين ألوان النجوم ودرجات حرارتها جزءًا مهمًّا في الفيزياء. وذلك أن «الجسم الأسود» يمتص أي فوتون يصدم به ويصدر طيفًا خاصًّا من الإشعاع لا يعتمد إلا فقط على درجة حرارة الجسم وليس على تركيبته. يُطلق على هذا النوع من الإشعاع اسم «إشعاع الجسم الأسود». كتقريبٍ أوَّلي، النجم هو جسمٌ أسود، ويصدر إشعاع الجسم الأسود في درجة حرارة غلافه الضوئي.

الحياة بعد النسق الأساسي

بمجرد استهلاك الهيدروجين في لُب النجم، يحدث احتراق الهيدروجين في غِلافٍ كروي حول لُب الهيليوم وتزداد كتلة اللُّب، وتتقلَّص وتصبح أكثر سخونة. في الشكل ٣-١، يتحرك النجم بسرعة إلى حدٍّ ما من النقطة ٢ إلى النقطة ٦ على مساره، ونرى أنه خلال هذه المرحلة تزداد الإضاءة، بينما تنخفض درجة حرارة السطح. تزداد الإضاءة بشكلٍ

أكبر في النجوم المنخفضة الكتلة، ذات الإضاءات المنخفضة في النسق الأساسي، ويزداد الانخفاض في درجة حرارة السطح بشكلٍ أكبر في النجوم الضخمة، ذات درجات الحرارة العالية في النسق الأساسي. في الواقع، تتشابه جميع النجوم التي وصلَت إلى النقطة ٦ على مساراتها في درجة الحرارة، التي تبلغ ألفَي كلفن.

السبب في انخفاض درجة حرارة السطح مع ارتفاع الإضاءة، هو أن الفيض المتزايد للطاقة النووية الناشئ من قشرة الهيدروجين المحترقة ينفخ الغاز المُغلِّف للنجم ليصبح كتلةً غازية منتفخة ومتأرجحة يقل فيها انتقال الطاقة عن طريق انتشار الفوتونات إلى الخارج منه عن طريق الحمل الحراري. الحمل الحراري هو العملية التي يُسخِّن بها المِشعاع الغرف؛ حيث يرتفع الهواء الساخن الملامس للمِشعاع، ويحل محله الهواء الأكثر برودة، الذي ينزل على الأسطح مثل زجاج النوافذ والجدران الخارجية التي تكون شديدة البرودة. تؤدي إعادة هيكلة الغلاف إلى كتلة حِمل منتفخة إلى تكبير الغلاف الضوئي للنجم، وهو المجال الذي يصدر معظم ضوء النجم. يمكن للغلاف الضوئي المنتفخ أن يشع حتى الإضاءة المتزايدة بدرجة حرارة أقل من ذي قبل. بما أن النجوم في مرحلة النسق الأساسي أصغر مما ستصبح عليه بمجرد أن تستنفد الهيدروجين في اللُّب، فإنها يُطلَق عليها اسم «النجوم القزمة»، وسوف تتطور إلى نجوم «عملاقة حمراء».

عند النقطة ٦ في الشكل ٣-١ يشتعل الهيليوم في لُب النجم. في النجوم التي تزيد كتلتُها على اثنين كتلة شمسية تقريبًا، يكون الاشتعال هادئًا، ولكن في النجوم الأقل كتلةً يشتعل الهيليوم إلى حد الانفجار، ويصدر ما يُسمى «وميض الهيليوم». تؤدي الطاقة المنطلقة إلى نبضٍ عنيف في غِلاف النجم ويُقذَف جزءٌ كبير من الغِلاف إلى الفضاء بين النجوم. في النجوم ذات الكتلة الأكبر من اثنين كتلة شمسية، تعمل الآلية التنظيمية الموصوفة سابقًا في هذا الفصل بشكلٍ منتظم ويبدأ احتراق الهيليوم بهدوء. يتسبب بدء احتراق الهيليوم في اللُّب في انخفاض الإضاءة قليلًا ويصبح النجم أزرق قليلًا.

فترة حياة النجم التي يحرق فيها الهيليوم في لُبه بهدوء هي ثاني أطول فترة في حياة النجم بعد فترة النسق الأساسي. النجوم ذات الكتلة الأولية التي تصل إلى ٢٫٥ كتلة شمسية تقضي جميعها تقريبًا ١٣٠ مليون سنة في هذه المرحلة. في الكتل الأكبر، تتناقص هذه الفترة بسرعة مع الكتلة، وبالنسبة إلى نجم بكتلة ٢٠ كتلة شمسية، لا تتعدى ٠٫٦ مليون سنة.

بمجرد احتراق الهيليوم في اللُّب، يتحول إلى غلاف حول اللُّب الكربوني، بينما يستمر احتراق الهيدروجين في غلافٍ خارجي، وسرعان ما تزداد إضاءة النجم. يتضخم غلاف

النجم بشكلٍ كبير، وتُطرد أجزاءٌ كبيرة من الغلاف إلى الفضاء البينجمي بسبب عدم الاستقرار المتكرر. خلال هذه الفترة، تفقد هذه النجوم معظم كتلتها الأصلية بفعل رياحٍ قوية ومتزايدة القوة. عندما يتدفَّق الغاز إلى الخارج، يبرد، وتتكثف العناصر التي تشكِّل موادَّ صلبة ذات نقاط انصهار عالية مكوِّنة حُبيباتٍ غبارية، مما يجعل هذه النجوم شبيهةً إلى حدٍّ كبير بمداخن مصانع العصر الفيكتوري.

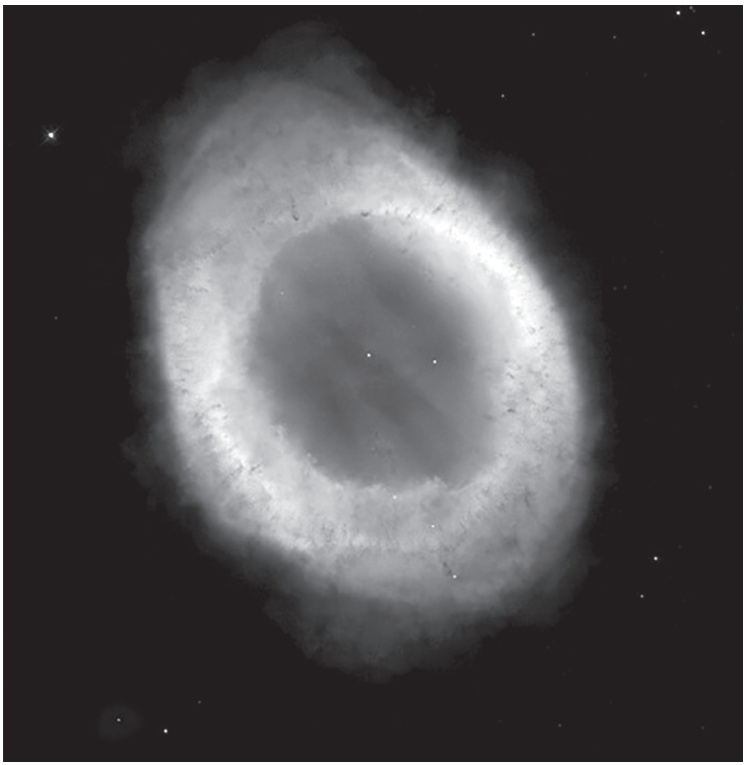
تتحول معدلات الطرد إلى عملية انفلات؛ لأنه مع انخفاض كتلة النجم، تتناقص قوة الجاذبية التي تستطيع الاحتفاظ بالغاز مقابل ضغط الإشعاع في الغلاف. علاوةً على ذلك، تزداد إضاءة النجم؛ ومن ثَم ضغط الإشعاع مع تناقص كمية الغاز التي تغطي اللُّب الساخن بشكلٍ كبير، ويمكن تشبيه ذلك باختفاء الطبقة العازلة التي تحبس الحرارة داخل المنزل. في النهاية، يرتفع الجزء السفلي من الغلاف؛ حيث كان حرق الهيليوم، ويصبح الغلاف غلافًا متمددًا من الغاز حول النجم الذي يُضيئُه بقوة اللُّب الذي أصبح الآن مكشوفًا. يتأين الغلاف بفعل الفوتونات من اللُّب ويتوهج بشدة، وقد أصبح هذا الجِرم الآن «سديمًا كوكبيًّا» (الشكل ٣-٢).

في اللُّب، توقفَت التفاعلات النووية، مما يؤدي إلى تبريدها تدريجيًّا. وقد أصبح النجم أحد النجوم القزمة البيضاء التي نجح شاندراسيخار في شرح فيزيائها في أثناء رحلته من بومباي (المذكورة في الفصل الأول).

النجوم التي تزيد كتلتها الأولية على ٨ كتل شمسية تُشعل الكربون وتُحوله إلى سيليكون، ثم تُشعل السيليكون وتُحوله إلى حديد. وبما أن الحديد لا يمكن إحراقه، تُضطَر هذه النجوم إلى الانكماش لتعويض الحرارة المفقودة من اللُّب؛ ومن ثَم إطلاق طاقة الجاذبية. لسوء الحظ، عندما ينكمش جسمٌ ذاتي الجاذبية، ترتفع درجة حرارته المركزية، وهذا الارتفاع في الحرارة سرعان ما يثبت أنه قاتلٌ للنجم؛ إذ يشتعل فجأة ويتحول إلى كُرةٍ نارية، ليصبح مستعرًا أعظم.

أسطح النجوم

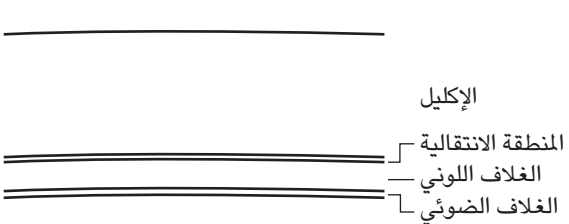
تتناقص كثافة الغاز في النجم باستمرارٍ من المركز إلى الخارج، ويكون ذلك تدريجيًّا في البداية ولكن بسرعةٍ متزايدة، على الرغم من أن الكثافة لا تنخفض أبدًا إلى الصفر تمامًا. مع تقلص الكثافة، تزداد المسافة التي يمكن للفوتون المعتاد أن يقطعها قبل أن تُبعثره



شكل ٣-٢: السديم الكوكبي مسييه ٥٧.

الذرة أو تمتصه. عند نصف قُطرٍ معيَّن، تصبح هذه المسافة فجأةً مشابهةً للمسافة التي تنخفض فيها الكثافة إلى النصف، ويتمكن العديد من الفوتونات من الهروب من نصف القُطر هذا إلى ما لا نهاية. الخصائص المرصودة للنجم تحددها بشكلٍ كبير الظروف الفيزيائية في الغلاف الكروي لنصف القُطر هذا؛ أي الغلاف الضوئي (الشكل ٣-٣).

تهرب الفوتونات ذات التردُّدات المختلفة من النجم عند أنصاف أقطارٍ تزداد مع ميل الفوتونات للتشتُّت بفعل الإلكترونات الحرة. بعض الفوتونات تمتلك ميلًا غير عادي للتشتُّت؛ لأنها تتناغم مع تذبذبات ذرة أو جُزيء شائع، وتظل هذه الفوتونات محبوسة حتى تصل إلى أنصاف الأقطار الأكبر.



شكل ٣-٣: الطبقات الخارجية للشمس. يأتي ضوء الشمس من الغلاف الضوئي. وتصل درجة حرارة البلازما الشمسية إلى الحد الأدنى في الجزء السفلي من الغلاف اللوني. في المنطقة الانتقالية، تقفز الحرارة من ١٠ آلاف كلفن تقريبًا إلى أكثر من مليون درجة. يمتد الإكليل الشمسي الشديد السخونة بعيدًا جدًّا، ويمكن رصده بسهولة خلال الكسوف الشمسي الكلي.

لذلك تختلف إضاءة النجم باختلاف الطول الموجي، ويحتوي طيف النجم على خطوط طيفية. يوفر شكل هذه الخطوط معلوماتٍ عن تدرُّجاتٍ نصف قطرية في الكثافة ودرجة الحرارة حول الغلاف الضوئي. لذلك يبذل علماء الفلك جهودًا كبيرة للحصول على أطيافٍ عالية الجودة لعددٍ كبير من النجوم. فغالبًا ما تحدُّ دقة استنتاج كتلة النجم، ونصف قطره، ودرجة حرارته، وتركيبته الكيميائية استنادًا إلى طيفه من قدرتنا على حساب طيف الضوء المنبعث من نجم ذي كتلة ونصف قطر معينَين، وغيرها من الخصائص بالدقة المطلوبة.

الأكاليل النجمية

تنخفض درجة حرارة المادة في الشمس على نحوٍ متواصل من المركز إلى أعلى الغلاف الضوئي — السطح المرئي — حيث تصل إلى نحو ٤٥٠٠ كلفن. ثم، بشكلٍ مذهل، تبدأ في الارتفاع، في البداية ببطء ثم بسرعةٍ فائقة — ففي «المنطقة الانتقالية»، التي لا يتجاوز سُمكها ١٠٠كم، تقفز الحرارة من نحو ١٠ آلاف كلفن إلى أكثر من مليون كلفن (الشكل ٣-٣). وبما أن الحرارة تنتقل دائمًا من المادة الأكثر سخونة إلى المادة الأكثر برودة، فلا بد أن الإكليل هو ما يُسخِّن الشمس، وليس العكس. إذن، ما الذي يُسخِّن الإكليل؟ هل هو الفضاء الخارجي؟

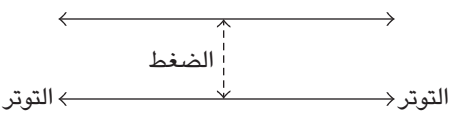
يحمل الحِمل الحراري كثيرًا من الحرارة المتولدة في لُب الشمس في المرحلة الأخيرة من رحلتها إلى السطح. ترتفع فقاعاتٌ من الغاز الساخن من مسافة ٢١٠ ألف كم تحت

الغلاف الضوئي، وتستقر فيه وتبرد هناك بإشعاعها إلى الفضاء. وأخيرًا، تعود ليُعاد تسخينُها تحت السطح. على الرغم من أن الحِمل الحراري عمليةٌ رأسية في الأساس، لا يتحرك الغاز في الغِلاف الضوئي أفقيًّا قبل سقوطه. لذا يُحدِث الحِمل الحراري دورانًا غير مستقر للغاز.

الغاز عالي التأيُّن في الشمس مُوصلٌ كهربائي شبه مثالي؛ لأن الإلكترونات الحرة العديدة تتحرك بسهولة استجابةً لأي مجالٍ كهربائي ضئيل. تتماسك خطوط المجال المغناطيسي داخل السائل المُوصل وتتحرك معه، مما يؤدي إلى مغنطة غاز الشمس. لذلك، فإن الاضطرابات العشوائية التي تُحدثها تيارات الحِمل الحراري على سطح الشمس تعمل باستمرار على تمديد وتشابك خطوط المجال المغناطيسي المُدمَجة في الغاز.

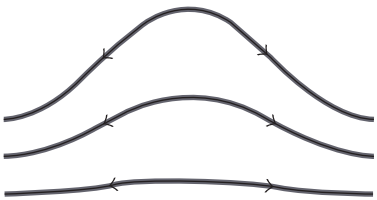
تعمل خطوط المجال المغناطيسي بطريقةٍ مشابهة للأشرطة المطاطية؛ حيث يكون هناك توتُّر على طول خط المجال، وإذا تمدَّد خط المجال بسبب التدفق، يزداد المجال قوة ويزداد التوتر الناتج عنه. في هذه الحالة، يبذل السائل شغلًا على المجال؛ أما إذا انكمش خط المجال، فيبذل المجال شغلًا على السائل.

تتنافر خطوط المجال المغناطيسي المتجاورة التي تسير في الاتجاه نفسه (الشكل ٣-٤). إذا كان المجال المغناطيسي موازيًا للسطح، فإن الضغط الناتج يدفع خطوط المجال القريبة من السطح نحو الأعلى، مبتعدةً عن الخطوط الموجودة في العمق.



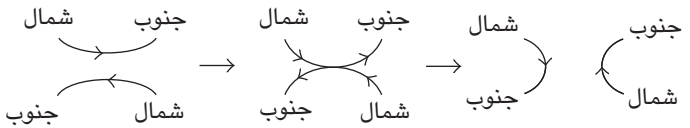
شكل ٣-٤: يكون كل خط من خطوط المجال المغناطيسي تحت توتُّر، ويتنافر مع خطوط المجال المغناطيسي التي تسير في الاتجاه نفسه.

لا يستطيع الغاز التحرك عَبْر خطوط المجال، ولكنه يستطيع التدفق على طولها، وبمجرد أن يبدأ خط المجال بالانحناء إلى الأعلى، يتدفق الغاز نحو الأسفل مبتعدًا عن قمة الانحناء. يقلل هذا التدفق من الوزن المُلقَى على خطوط المجال المنحنية، ومن ثَم ترتفع أكثر، مما يشجع مزيدًا من الغاز على الانسياب بعيدًا عن القمة، وسرعان ما تبرز حلقةٌ



الغلاف الضوئي الشمسي

شكل ٣-٥: تُستنفَد البلازما من قممِ ثلاثٍ من خطوط المجال المغناطيسي المنحنية لأعلى.



شكل ٣-٦: عندما تتقارب خطوط المجال المغناطيسي التي تتحرك في اتجاهاتٍ متعاكسة، فإن قطاعاتها ذات الاتجاهات المعاكسة يُلغي كلٌّ منها الآخر، مما يؤدي إلى إطلاق الطاقة المغناطيسية واستقرار المجال في نمطٍ جديد يُسمى «إعادة الاتصال».

كبيرة من المجال المغناطيسي من سطح الشمس (الشكل ٣-٥). في الوقت نفسه، يتدفق الغاز الكثيف الذي تُغمَر فيه نهايتا الحلقة على سطح الشمس استجابةً لكلٍّ من الحِمل الحراري والدوران المنتظم للشمس، وغالبًا ما تتشابك خطوط المجال التي تُشكِّل الحلقة عندما تتقارب أثناء تحركها في اتجاهاتٍ مختلفة تمامًا. في هذه المرحلة، «يُعاد الاتصال» بالمجال في مكانٍ ما في الإكليل، كما هو مبيَّن في الشكل ٣-٦.

عندما تتصل خطوط المجال، تُستخدَم الطاقة المخزَّنة في المجال المغناطيسي لتسريع الجُسيمات. يصطدم معظم هذه الجُسيمات النشطة بالإلكترونات والأيونات المجاورة، وتفقد طاقتها الزائدة عن طريق تسخين الغاز المجاور. وهكذا، يصبح الغاز في محيط حدث إعادة الاتصال الشديد الحرارة. ومن ثَم، يُحافظ الإكليل على هذه الحرارة العالية بفضل التدفق المستمر للطاقة المغناطيسية من الطبقة المُضطرِبة الموجودة تحت الغلاف

الضوئي وعبْر الغلاف اللوني، وهي طبقة من الغاز المنخفض الكثافة يبلغ سُمكها ٢٠٠٠ كيلومتر وتحيط بالغلاف الضوئي (الشكل ٣-٣).

كثيرٌ من الغاز في الإكليل ساخنٌ جدًّا لدرجة لا يمكنه معها البقاء ضمن حدود الجاذبية الشمسية؛ لذلك يتدفق بعيدًا عن الشمس في صورة «رياح شمسية». على بعد نحو ٦٠ ألف كيلومتر من الأرض، تنحرف الرياح بفعل المجال المغناطيسي للأرض. تُسرع الإلكترونات التي اكتسبَت طاقةً هائلة خلال عملية إعادة الاتصال فوق الغلاف الضوئي، وتهربُ إلى الرياح دون فقدانٍ كبير للطاقة، وبعض هذه الجُسيمات تُحتجَز داخل المجال المغناطيسي للأرض. تُشكِّل هذه الجُسيمات أحزمة «فان ألن» الإشعاعية. وتتحرك بسرعةٍ قريبة من سرعة الضوء بين القطبَين المغناطيسيَّين، مما يؤدي إلى إثارة جُزيئات الهواء لتتوهَّج عندما تقترب من سطح الأرض بالقرب من القطب الشمالي، وهذا هو منشأ الشفق القطبي الشمالي.

النجوم المتفجرة

في بعض الأحيان النادرة، يمكن أن تعادل إضاءة نجم واحد لمدة أسبوع أو أسبوعَين إضاءة مجرَّة بأكملها تحتوي على ١٠٠ مليار نجم. يُطلَق على هذا الحدث اسم «المستعر الأعظم». في مجرَّة مثل مجرَّتنا، نتوقع أن يظهر مستعرٌ أعظم تقريبًا كل ٥٠ عامًا، وعلى الرغم من ذلك، كان آخر مستعرٍ أعظم رُصِدَ في مجرَّتنا هو ذلك الذي اكتشفه يوهانس كيبلر عام ١٦٠٤، وعُثِرَ على بقايا لمستعراتٍ عظمى انفجرَت في عامَي ١٦٨٠ و١٨٦٨ تقريبًا، ولكن أحداث ظهورها نفسها لم تُرصَد. في فبراير من عام ١٩٨٧، رُصِدَ مستعرٌ أعظم يُدعى *SN1987a* في سحابة ماجلان الكبرى، وهي مجرَّة صغيرة تمُر حاليًّا بالقرب الشديد من مجرَّتنا وستبتلعها مجرَّتنا في النهاية. وفَّر هذا الحدث للبشرية أفضل فرصة حتى الآن لرصد مستعرٍ أعظم.

تُعتبر المستعرات العظمى أدواتٍ رئيسية في علم الكونيات؛ لأنها يمكن أن تُرصَد على مسافاتٍ شاسعة. ونتيجةً لذلك، خُصِّصَت مواردُ رصديةٌ كبيرة في السنوات الأخيرة لاكتشاف أعدادٍ كبيرة من المُستعرات العظمى وقياسها.

اتضح أن هناك آليتَين مختلفتَين تمامًا يمكن أن تؤديا إلى تكوُّن المستعر الأعظم.

المستعر الأعظم المنهار اللُّب

في اللُّب ذي الكثافة الهائلة للنجوم التي أحرقَت الكربون إلى سيليكون، يتوفر جزءٌ كبير من الضغط الذي يقاوم الجاذبية بواسطة الإلكترونات، التي تُجبَر، وفقًا لمَبدأَي هايزنبرج وباولي (المذكورَين في الفصل الأول)، على الحركة بسرعةٍ أعلى بكثير مما ستكون عليه عند درجة الحرارة نفسها، ولكن بكثافة أقل. ونتيجةً لذلك، تمتلك هذه الإلكترونات طاقةً حركية كبيرة جدًّا لدرجة أنه قد يصبح أكثر فائدةً لها من ناحية الطاقة أن تُحتجز داخل النواة، مما يؤدي إلى تقليل شحنتها وتحويلها إلى نواة العنصر السابق في الجدول الدوري. تقلِّل كل عملية احتجاز من هذا النوع عدد الإلكترونات التي تُسهِم في الضغط المضاد للجاذبية.

مع انكماش اللُّب، ترتفع درجة حرارتها ويزداد متوسط طاقة الفوتونات في إشعاع الجسم الأسود المحيط (المذكور في هذا الفصل تحت عنوان «الحياة بعد النسق الأساسي»). في النهاية، يحتوي هذا الإشعاع على عددٍ كبير من الفوتونات ذات طاقةٍ كافية لتفتيت النواة الذرية إلى أجزاء (تفككها ضوئيًّا). يُسهِم غاز الفوتونات في اللُّب إسهامًا كبيرًا في الضغط الذي يقاوم الجاذبية، وتقلِّل كل عملية تفكُّك ضوئي الضغط بسحب الطاقة من غاز الفوتونات.

ومن ثَم، يصبح النجم على منحدرٍ زَلِق؛ حيث يزيد الانكماش من درجة الحرارة؛ مما يؤدي إلى احتجاز المزيد من الإلكترونات وتفكُّك المزيد من النوى، وهذا يؤدي حتمًا إلى المزيد من الانكماش. خلال بضعة ملِّي ثوانٍ، يكون اللُّب في حالة سقوطٍ حر، وتصبح الكارثة حتمية.

مع ارتفاع الكثافة المركزية، تتفكك النوى الذرية، التي تشكَّلَت ببطء خلال حياة النجم. تتحول معظم الشظايا إلى نيوترونات. وتبدأ النيوترونات الآن في أداء الدور الذي كانت تؤديه الإلكترونات سابقًا؛ إذ تُسهِم إسهامًا كبيرًا في الضغط عن طريق الحركة بسرعةٍ أعلى بكثير مما ستكون عليه عند درجة الحرارة نفسها وكثافة أقل وفقًا لمبدأَي هايزنبرج وباولي. ونتيجةً لذلك، في مرحلةٍ معيَّنة، يرتفع الضغط داخل اللُّب بسرعة مع الكثافة، ويتوقف اللُّب فجأةً عن الانكماش، أو «يرتد».

تقع معظم كتلة النجم خارج اللُّب المدعوم بالضغط، وتسقط بسرعةٍ كبيرة نحو الداخل. النتيجة الحتمية هي صدمة (الفصل السادس) حيث يجري إيقاف المادة الساقطة وتسخينها بشدة.

تصبح درجة الحرارة والكثافة في هذه المرحلة مرتفعتَين للغاية إلى حد أن التصادمات داخل البلازما التي تتكون من الإلكترونات والنيوترونات والبروتونات تُنتِج وفرةً من النيوترونات. وبما أن النيوترونات تمتلك قطاعات تصادم صغيرة جدًّا (كما رأينا في الفصل الأول)، فإنها تنتقل لمسافاتٍ كبيرة بين التصادمات حتى في المركز الكثيف للغاية للنجم. ونتيجةً لذلك، تزيد إضاءة اللُّب بشدة بإشعاع النيوترونات بدلًا من الفوتونات، على الرغم من أن النواة تُشع الفوتونات أيضًا، ولكنها تستغرق وقتًا أطول للانتشار للخارج؛ لذا فإن النيوترونات تحمل الطاقة بشكلٍ أسرع. ومن ثَم في هذه المرحلة، يتدفق فيضٌ هائل من النيوترونات عَبْر غلاف النجم، الذي لا يزال معظمه يسقط نحو اللُّب الصغير شبه النقطي. تصطدم نسبةٌ صغيرة من النيوترونات بالنوى الساقطة، وتنقل إليها الطاقة والزخم. يمكن أن تكون هذه التحويلات كافيةً لعكس الحركة الداخلية لمعظم الغلاف، ودفعه إلى الخارج في كُرة نارية هائلة.

قبل أن يتشتَّت الغلاف في الفضاء بين النجوم، يتعرض لفيضٍ مكثف من النيوترونات المنبعثة من اللُّب الغني بالنيوترونات. تمتص النوى الذرية في الغلاف معظم النيوترونات تقريبًا، مما يحوِّلها إلى نوًى أثقل. عادةً ما تكون النواة التي تتكون من امتصاص نيوترون مُشِعَّة جدًّا وتتحلل بسرعة إلى نواةٍ أخرى، غالبًا عن طريق انبعاث إلكترون، ودائمًا مع انبعاث فوتون. ومن ثَم، يصبح التحلل الإشعاعي مصدرًا مهمًّا للحرارة داخل الغلاف المتشتِّت. يمتص بعض النَّوَى عدة نيوترونات على التوالي، ويخضع لعدة تحلُّلاتٍ إشعاعية. تتكون جميع العناصر التي تلي الحديد في الجدول الدوري بهذه الطريقة؛ ومن ثَم فقد تكوَّنَت نَوَى البروم، والفضة، والذهب، واليود، والرصاص، واليورانيوم جميعها في انفجارات المُستعرات العظمى.

مع تمدُّد الكرة النارية، يتضخم الغلاف الضوئي، مما يؤدي إلى زيادة إضاءتها المرئية. في حالة المستعر الأعظم SN1987a، بلغَت الإضاءة المرئية ذروتَها بعد ثلاثة أشهر من انهيار اللُّب، ونعلم توقيت حدوث هذا الانهيار؛ لأننا رصدنا انفجار النيوترونات الذي حدث مع ارتداد اللُّب. (حتى الآن، يُعد SN1987a المستعر الأعظم الوحيد الذي رصَدنا فيه نيوترونات). تُظهر الأطياف التي رُصدَت في هذه المرحلة أن المادة الموجودة في الغلاف

تهرب من اللُّب بسرعاتٍ تصل إلى بضعة آلاف الكيلومترات في الثانية. عند هذه السرعة، تحتوي كل كتلةٍ شمسية من المادة المطرودة على نحو ٢ × ٤٣١٠ جول من الطاقة الحركية؛ لذلك فإن المادة المطرودة التي تبلغ نحو ٥ كتلٍ شمسية تحتوي على حوالي ٤٤١٠ جول من الطاقة. ويمثل هذا نحوَ واحدٍ في المائة فقط من طاقة الجاذبية التي أطلقَها انهيار اللُّب. هذه خاصيةٌ مميزة للمُستعرات العظمى؛ فالانفجار المذهل الذي نرصُده والتأثير العميق الذي يتركه الحدث على الوسط البينجمي ناتجان عن جزءٍ صغيرٍ جدًّا من الطاقة التي تُطلَق بالفعل؛ حيث إن ٩٩ في المائة من الطاقة تحملها نيوترونات لن تتفاعل مع أي شيء أبدًا.

في النهاية، يصبح الغلاف الآخذ في الاتساع متناثرًا للغاية لدرجة لا يمكن معها احتجاز الفوتونات المرئية لفترةٍ طويلة داخله. ومن ثَم تتلاشى إضاءته المرئية خلال بضعة أسابيع. ومع تمدُّده وازدياد تناثره، يصبح التفاعل الديناميكي مع الغاز الموجود في المنطقة المحيطة بالنجم أكثر أهمية. في الواقع، من المحتمل أن تكون كثافة الغاز في هذه المنطقة مرتفعة على نحوٍ غير طبيعي؛ لأن النجم قبل أن ينهار كمستعرٍ أعظم كان يفقد كتلته بسرعةٍ كبيرة في صورة رياح. تصطدم موجة الانفجار الناتجة عن النجم المنفجر بهذه الرياح وتسخِّنها بفعل الصدمة. وفي هذه المرحلة، يمكن أن تنشأ انبعاثاتٌ ملحوظة عند أطوالٍ موجية راديوية.

في غضون ذلك، هناك الكثير مما يحدث داخل اللُّب. رأينا أن اللُّب المنهار أصبح غنيًّا جدًّا بالنيوترونات، وأن الضغط الناتج عن النيوترونات أدى إلى ارتداد اللُّب وإنتاج دفقة من النيوترونات التي أزاحت جزءًا كبيرًا من الغلاف. بعد الارتداد، تستمر المواد في السقوط في اللُّب المستقر، ويتشكل نجمٌ نيوتروني، وهو نواةٌ ذرية هائلة غنية جدًّا بالنيوترونات. داخل هذا النجم، تتحرك النيوترونات بسرعاتٍ نسبية معتدلة، محدثةً ضغطًا يقاوم الجاذبية بالطريقة نفسها التي تقاوم بها الإلكترونات الجاذبية داخل القزم الأبيض. تزداد كتلة هذا النجم النيوتروني مع استمرار سقوط المواد فيه. ومع زيادة كتلته، يتقلص نصف قطره (تتصرف الأقزام البيضاء بالطريقة نفسها)، ويزداد مجال جاذبيته قوةً، وتتحرك النيوترونات بسرعةٍ أكبر لمقاومة الجاذبية. وعلى نحوٍ مثير للدهشة، تتنبأ نظرية النسبية العامة بأن الضغط نفسه مصدرٌ للجاذبية؛ ومن ثَم، كلما زاد الضغط في مقاومة الجاذبية، ازدادت الجاذبية قوة. إذا زادت كتلة النجم النيوتروني

عن قيمةٍ حرجةٍ معيَّنة، الكتلة الحرجة (M_{crit})، فإن الجاذبية تتغلب على الضغط الناتج عن النيوترونات، وينهار الجِرم ليصبح ثقبًا أسود.

القيمة الدقيقة للكتلة الحرجة مثارُ جدل؛ لأنها تعتمد على كيفية تصرُّف المادة عند الكثافات النووية. على الرغم من أننا نعتقد أننا نعرف المعادلات التي نحتاج إلى حلها، وهي معادلات الديناميكا اللونية الكمية (QCD)، فإنه من الصعب للغاية تحديد العلاقة المطلوبة بين الكثافة والضغط من المبادئ الأولى. علاوةً على ذلك، ليس لدينا وصولٌ جيد إلى هذا النظام تجريبيًّا؛ فأكثر النَّوَى ضخامةً على الأرض لا تحتوي إلا على نحو ٢٤٠ بروتونًا ونيوترونًا، وتنتج مجالات جاذبية ضئيلة. لكن الخبراء يثقون في أن قيمة الكتلة الحرجة تقع بين ١٫٤ كتلة شمسية و٣ كتل شمسية؛ ومن ثَم تُخلِّف بعض المستعرات العظمى المنهارة اللُّب نجومًا نيوترونية، بينما تُنتج أخرى ثقوبًا سوداء. المستعر الأعظم الذي رصَده الصينيون عام ١٠٥٤ ترك وراءه نجمًا نيوترونيًّا (نابض السرطان) تمَّت دراسته على نطاقٍ واسع. تشير دراساتنا للمستعر الأعظم SN1987a إلى أنه شهد تكوين نجم نيوتروني، لكن عمليات البحث الدقيقة لم تكشف عن أي بقايا نجمية من أي نوع.

المستعر الأعظم الناتج من الاضطرام

رأينا أعلاه أن النجوم ذات الكتل الأولية التي تقل عن ٨ كتل شمسية لا يمكنها إشعال الكربون وتفقد أغلفتها، تاركةً وراءها لُبًّا من الكربون والأكسجين يبرد تدريجيًّا ليصبح قزمًا أبيض. إذا لم يكن للنجم رفيق، فإن هذه تكون نهاية قصته. ولكن معظم النجوم لها رفيق، مما يجعل مستقبلها أكثر إثارة. إذا كان الرفيق هو النجم الأقل كتلةً في البداية، فسيكون تطوُّره أبطأ. ونتيجةً لذلك، سيبدأ الرفيق في الانتفاخ وفقدان كتلته بمعدلٍ كبير بعد أن يصبح رفيقه قزمًا أبيض. إذا لم تكن المسافة بين النجمَين كبيرةً جدًّا، فإن جزءًا كبيرًا من الكتلة المفقودة من النجم الرفيق سيلتقطها مجال جاذبية القزم الأبيض، مما يؤدي إلى تشكيل قرصٍ تراكمي. تُدرَس الأقراصُ التراكمية من هذا النوع من خلال انبعاثها للأشعة السينية (الفصل الرابع). عند الحافة الداخلية للقرص، تنتقل الغازات من القرص التراكمي إلى القزم الأبيض، مما يؤدي إلى زيادة كتلة القزم الأبيض.

مع زيادة الكتلة، يقل نصف قطر النجم ويصبح مجال جاذبيته أكثر قوة. ينص مبدآ هايزنبرج وباولي على أن الجُسيمات الأكثر طاقة تزيد من سرعتها. وفي النهاية،

تتحرك بعض النوى بسرعةٍ كافيةٍ لتفعيل تحويل الكربون إلى السيليكون. هذا التحويل يُطلق طاقةً، مما يؤدي إلى تسخين النجم وبدء المزيد من التفاعلات النووية.

إذا كانت الحركة الحرارية للنوى تُسهِم إسهامًا كبيرًا في الضغط داخل النجم، فإن النجم سيستجيب للحرارة الناتجة عن التفاعلات النووية عن طريق التمدُّد والتبريد، مما سيؤدي إلى إبطاء معدَّل التفاعلات النووية، وبذلك يكون النظام مستقرًّا. ولكن في حالة القزم الأبيض، تكون مساهمة النوى في الضغط غير مؤثِّرة؛ حيث يهيمن الضغط الناتج عن الإلكترونات. لذلك، لا تقل الكثافة مع ارتفاع حرارة النوى، ويخرج معدل التفاعلات النووية عن السيطرة. المصطلح التقني للطريقة التي ينفلتُ بها معدَّل التفاعلات النووية هو «الاضطرام»، وهو نوع من الانفجار البطيء تتحرك فيه جبهة من الحرارة المرتفعة ومعدَّل التفاعل عَبْر الوسط بسرعةٍ أقلَّ من سرعة الصوت.

في غضون جزء من الثانية، تُحرَق تقريبًا كتلةٌ شمسية من الكربون والأكسجين بالكامل، وتتحول إلى الحديد والنيكل. يؤدي إطلاق الطاقة المفاجئ الناتج عن هذا الاحتراق بالفعل إلى توليد ضغطٍ كافٍ للتغلب على الجاذبية، مما يتسبَّب في انفجار النجم وانفصاله تمامًا، دون ترك أي جِرمٍ مرتبط بالجاذبية في موقعه الأصلي. يتكون جزءٌ كبير من المادة المتناثرة للنجم من نظير النيكل المشع (^{56}Ni) الذي يبلغ نصف عمره ٦,١ من الأيام. تُسخِّن أشعة جاما الناتجة عن تحلُّل نظير النيكل ^{56}Ni إلى الحديد المادة المتناثرة، مما يجعلها تتوهج على نحوٍ ساطع. تُكتشَف المستعرات العظمى الناتجة عن الاضطرام من خلال هذا التوهج. وتُعرف عمومًا باسم «المستعرات العظمى من النوع *Ia*» وفقًا للتصنيف التجريبي لأطيافها المرئية.

تكتسب المستعرات العظمى من النوع Ia أهميةً خاصةً في علم الفلك من ناحيتَين. أولًا، يمكن تقدير إضاءة المستعر الأعظم من النوع Ia من معدَّل انخفاض سطوعه. ومن ثَم تُستخدم هذه الأجرام «كشموع قياسية»؛ أي أجرام ذات إضاءةٍ معروفة يمكن تحديد مسافاتها من سطوعها الظاهري. ثانيًا، تُعد المستعرات العظمى من النوع Ia مُنتِجاتٍ رئيسية للحديد، حيث تتحول معظم مادة القزم الأبيض الأصلي تقريبًا إلى الحديد في النهاية. على النقيض، تنتج المستعرات العظمى الناتجة المنهارة اللُّب مجموعةً متنوعة من العناصر الثقيلة الغنية بـ «عناصر ألفا» مثل الكربون، والسيليكون، والمغنيسيوم، والكالسيوم. بناءً عليه، يمكن من خلال قياس نسبة وفرة الحديد إلى عناصر ألفا في نجمٍ

ما تحديد الأهمية النسبية للمستعرات العظمى من النوع Ia والمستعرات المنهارة اللُّب في إثراء المادة التي يتكون منها النجم. سنرى في الفصل السابع أهمية هذا التحديد.

اختبار النظرية

تتطلب نظرية تطور النجوم مجموعةً كبيرة من البيانات المستقاة من الفيزياء الذرية والنووية، إلى جانب حساباتٍ رقميةٍ موسعة وبعض الافتراضات حول خلط السوائل المضطربة. ولكن هل يمكننا التأكد من صحتها؟ نحن نعتقد أنها صحيحة في جوهرها؛ لأنه أصبح من الممكن الآن مقارنة عدة جوانب مما تتنبأ به مع النتائج الفعلية للمشاهدات.

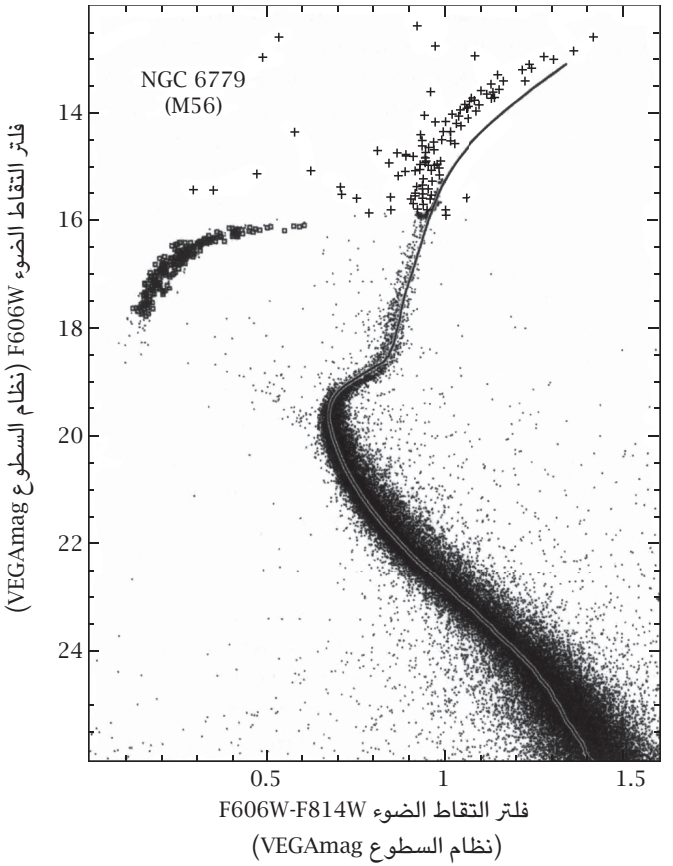
عناقيد النجوم الكروية

وفرت عناقيد النجوم الكروية أدواتٍ كلاسيكية لاختبار النظرية خلال سنوات تشكُّلها. تحتوي مجرَّتنا على نحو ١٥٠ عنقودًا نجميًّا كروي الشكل إلى حدٍّ كبير وشديد الكثافة — في عنقود مثل NGC 7006 (الشكل ٣-٧)، تُوجَد عشرات الآلاف من النجوم ضمن نحو ١٠ فراسخ من مركز العنقود — للمقارنة، هناك أقل من ١٠٠ نجم فقط ضمن ١٠ فراسخ من الشمس. الميزة التي تجعل العناقيد الكروية مثالية لاختبار نظرية تطوُّر النجوم هي أن نجومها، بتقريبٍ دقيق جدًّا، لا تختلف إلا في كتلها؛ إذ تفصل بينها المسافة نفسها، وتشترك في العمر والتركيب الكيميائي. علاوةً على ذلك، يمكن تقدير التركيب الكيميائي للنجوم من خلال أطيافها. بالنسبة إلى أي عمرٍ مفترَض للعنقود والمسافة المفترَضة منه، تتنبأ النظرية بأن النجوم ستقع على منحنًى يُطلَق عليه اسم «الإيزوكرون» في مخطَّط «السطوع واللون»، وهو رسمٌ مثل الشكل ٣-٨ يبيِّن العلاقة بين سطوع النجوم وألوانها. لأسبابٍ تاريخية، تُرسم الألوان الزرقاء (التي تشير إلى درجات حرارة سطحية مرتفعة) على يسار الرسم. المقياس الرأسي للسطوع دائمًا لوغاريتمي؛ لذا فإن تغيير المسافة المفترضة من العنقود يؤدي إلى تحريك منحنى الإيزوكرون الذي يُتوقَّع أن تقع عليه النجوم إلى الأعلى (للمسافة الأقصر) أو إلى الأسفل دون تغيير المنحنى بأي شكل. يؤدي تغيير العمر المفترض إلى تغييراتٍ في شكل منحنى الإيزوكرون بطرقٍ يمكن حسابها. يُحدَّد العمر والمسافة من خلال العثور على منحنى الإيزوكرون الذي يتطابق شكله على أفضل نحوٍ مع توزيع النجوم المرصود، ثم تحديد الموضع الرأسي الذي يوفر أفضل تطابق.

شكل ٣-٧: العنقود الكروي NGC 7006.

كما يوضح الشكل ٣-٨، يمكن تحقيق توافقٍ ممتاز بين النظرية والملاحظة بهذه الطريقة. ولكن تظهر بعض الفروقات البسيطة، ويواصل علماء الفلك تحسين البيانات والافتراضات المستخدَمة في نماذج تطور النجوم لتقليل هذه الفروقات. لكن قدرة النظرية على التوافق مع بيانات العديد من العناقيد النجمية ترمي بظلالٍ من الشك على صحتها من الأساس.

أحد الجوانب المثيرة للاهتمام في هذه التوافقات هو أن عناقيد مجرَّتنا الكروية تبيَّن أنها قديمة للغاية، وفي وقت من الأوقات، كانت الأعمار المستنتَجة غير متوافقة مع عمر الكون. منذ ذلك الحين، أدت التحسينات في فهمنا لكلٍّ من التوسع الكوني وتطور النجوم إلى أعمارٍ متسقة. العناقيد التي تحتوي على أدنى نسبة من «المعادن» (العناصر التي



شكل ٣-٨: يُظهر الشكل السطوع في مقابل اللون للنجوم في العنقود النجمي الكروي NGC 6779. تقع النجوم الزرقاء على اليسار، والنجوم الساطعة في الأعلى. المنحنيات هي منحنيات الإيزوكرون النظرية (انظر النص). النقاط من أسفل اليمين حتى الانحناء الحاد تشكِّل فترة النسق الأساسي. في هذه المرحلة، تحرق النجوم الهيدروجين في اللُّب.

تأتي لاحقًا في الجدول الدوري بعد الهيليوم) تميل إلى أن تكون الأقدم، وحتى هذه تبلغ أعمارها نحو ١٢ مليار سنة، وهي ليست أكبر من عمر الكون البالغ ١٣٫٨ مليار سنة.

النيوترونات الشمسية

في كل مرة يندمج البروتونان في الشمس لتكوين الديوتيريوم، الذي ينتج الهيليوم بعد ذلك بوقت قصير، يُنتَج نيوترينو ينطلق من الشمس. ونتيجةً لذلك، تشعُّ الشمس نيوترينوهات بالإضافة إلى الفوتونات. في ستينيات القرن العشرين، حاول راي ديفيس رصد النيوترينوهات القادمة من الشمس، زاعمًا أن اكتشافها سيكون بمثابة اختبارٍ مهم لنظرية تطوُّر النجوم؛ لأنها تأتي إلينا مباشرةً من لُب الشمس المولِّد للطاقة؛ ومن ثَم تستكشف منطقة مختلفة تمامًا من الغلاف الضوئي الذي نستقبل منه الفوتونات.

تضمنَت تجربة ديفيس معالجة أطنان من سائل التنظيف الجاف (تتراكلوروميثان CCl_4) في منجم؛ فلا يمكن استبعاد الأشعة الكونية التي قد تولِّد إشاراتٍ مربكة في الخلفية إلا بالعمل في المناجم. كان التتراكلوروميثان مخزنًا مناسبًا لنَوَى نظير الكلور ^{37}Cl، التي يمكن أن تتحول إلى الأرجون (Ar) بعد اصطدامها بالنيوترينو. تطلَّب ذلك استخلاص الأرجون وقياس كميته. بعد سنواتٍ من العمل الشاق، لم يَقِس ديفيس سوى ثلث الفيض المتوقَّع للنيوترينوهات من الشمس. لم يتحمس المجتمع العلمي لفشل ديفيس؛ حيث تساءل البعض ما إذا كانت التجربة قادرةً على كشف الأرجون بكفاءة كما زُعم، بينما شكَّك آخرون في دقة التنبؤات المتعلقة بفيض النيوترينوهات.

كانت هذه الشكوك مقلقة؛ لأن التجربة لم تكشف إلا عن جزءٍ صغير من النيوترينوهات التي تنتجها الشمس؛ فالنيوترينوهات الناتجة عن اندماج البروتونات لا تمتلك طاقةً كافية لتحويل الكلور إلى الأرجون، والنيوترينوهات الأكثر طاقة، التي كان ديفيس يأمل في اكتشافها، تنتُج عن تفاعلاتٍ أخرى تتأثر معدلاتها تأثرًا كبيرًا بدرجات الحرارة، ولا تُسهِم بدرجةٍ كبيرة في طاقة الشمس. حتى التغيُّر الطفيف في معدل انتقال الحرارة من لُب الشمس يمكن أن يقلِّل كثيرًا من فيض هذه النيوترينوهات العالية الطاقة. لذلك، أعاد الخبراء فحص نماذجهم للشمس، لكنهم لم يتمكنوا من تقليل فيض النيوترينوهات ذات الطاقة العالية إلى الحد الذي يتفق مع تجربة ديفيس.

كانت تجربة ديفيس تواجه مشكلةً أخرى تتمثل في كشفها عن نوعٍ واحد فقط من النيوترينوهات؛ فهناك ثلاثة أنواعٍ من النيوترينوهات، مرتبطة بالإلكترونات والميونات وجُسيمات التاو. لم تستطع تجربة ديفيس إلا الكشف عن نيوترينوهات الإلكترون. لم يكن من المفترض أن يكون هذا عائقًا؛ حيث إن التفاعلات النووية في الشمس يُتوقع أن تنتج نيوترينوهات الإلكترون فقط. ولكن هل يمكن بطريقةٍ ما أن يتحول ثلثا

النيوترينوهات المنبعثة إلى نيوترينوهات الميون أو التاو؛ ومن ثَم تصبح غير قابلة للكشف في مختبر ديفيس؟

منذ منتصف ثمانينيات القرن العشرين، أُنشئ كاشفان ضخمان للنيوترينوهات يستخدمان الماء (H_2O) أو الماء الثقيل (D_2O) كوسط للكشف. إحدى الميزات الرئيسية لهذَين الكاشفَين هي حساسيتهما لجميع الأنواع الثلاثة للنيوترينوهات. رصَد أحد هذَين الكاشفَين، وهو «كاشف كاميوكاندي الثاني» في اليابان، اندفاع النيوترينوهات الناتجة عن المستعر الأعظم SN1987a، بينما أظهر الكاشف الآخر، وهو «كاشف SNO» في كندا، أنه عند احتساب جميع الأنواع الثلاثة من النيوترينوهات، فإن فيض النيوترينوهات من الشمس يتوافق مع التنبؤات الأصلية للنموذج. أكَّدَت هذه النتيجة من كاشف SNO الفكرة القائلة بأن النيوترينو يتغير أثناء خروجه من الشمس؛ حيث يتحول من نيوترينو إلكتروني إلى الأنواع الأخرى، ما يؤدي إلى وصول أعدادٍ متساوية تقريبًا من كل نوعٍ إلى الأرض. ومن ثَم، كان علم الفيزياء الفلكية للشمس صحيحًا منذ البداية، وكانت المشكلة في تجربة ديفيس تكمن في فيزياء الجُسيمات.

استُعين بفكرة تذبذُب النيوترينوهات بين الأنواع المختلفة لأول مرة لتفسير نتائج تجارب النيوترينوهات الشمسية، ولكن لاحقًا دُرسَت هذه العملية بتفصيلٍ أكبر باستخدام حزم نيوترينوهات من المفاعلات النووية. تُعتبر هذه الظاهرة مهمةً للغاية؛ لأنها تشير إلى أن للنيوترينوهات كتلَ سكونٍ غير صفرية. وقد حدَّدَت تجاربُ مختلفة كتلة السكون للنيوترينو الإلكتروني بأنها قيمةٌ صغيرة تقل عن ٢ إلكترون فولت، لكن تذبذبات النيوترينوهات أثبتَت أن كتل السكون للنيوترينوهات غير صفرية.

علم الزلازل النجمية

تتميز النجوم بترددات طبيعية، على غرار الأجراس، يمكنها أن تهتز (تتذبذب) عندها. ويرتبط كل تردُّد معين بـ «نمط» محدَّد من التذبذبات. التحريك الناتج عن عملية الحِمل الحراري يحفِّز أنماط التذبذب في النجم، وقد علمنا الكثير عن بنية النجوم عن طريق قياس طيف الترددات التي تتذبذب بها. لذلك، ومنذ عام ١٩٨٥، بدأَت برامج مراقبة مكثفة أولًا في رصد الشمس، ثم انتقلَت لدراسة النجوم القريبة والساطعة نسبيًّا لتحديد أطياف تذبذباتها.

تنقسم أنماط النجوم إلى نوعَين رئيسيَّين. الأبسط فهمًا هو أنماط الضغط «أنماط p». وهي تشبه أنماط الموجات الصوتية المستقرة لأنبوب آلة الأرجن؛ حيث تتضمَّن تناوبًا بين انضغاط الهواء وتخلُّله داخل الأنبوب في حالة الأرجن أو الغاز في حالة النجم. أنماط الضغط أقل أهمية من الناحية الفلكية مقارنة بالنوع الآخر، وهو أنماط الجاذبية (أنماط g). تشبه أنماط الجاذبية إلى حدٍّ ما أمواج المحيطات؛ فعندما يكون سائلٌ أقل كثافة (كالهواء) فوق سائلٍ أكثر كثافة (كالماء)، يمكن أن تنتشر موجات يتذبذب فيها سطح السائل الأكثر كثافةً فوق مستواه المتوازن وأسفله على الحدود بين السائلَين. تكون الموجات على سطح المحيط مرتبطة بانقطاع في كثافة السوائل، ولكن داخل جسم المحيط غالبًا ما يكون هناك تدرجٌ مستمر في الكثافة مرتبطٌ بالملوحة؛ إذ إن الماء المالح أكثر كثافةً من الماء العذب؛ ولذلك في حالة التوازن يكون الماء الأكثر ملوحةً تحت الماء الأقل ملوحة، وتنتقل الموجات المُشوهة لخطوط التساوي في الملوحة عَبْر المحيط.

أما في النجم، فيكون الغاز ذو الإنتروبي الأقل تحت الغاز ذي الإنتروبي الأعلى. الإنتروبي هو مقياسٌ للاضطراب الحراري في السائل؛ ويزداد عند نقل الحرارة إلى السائل، ويقل عند استخراج الحرارة منه. ويختلف عن درجة الحرارة؛ فعندما ينضغط الهواء داخل مضخة دراجة أو أسطوانة محرك ديزل، ترتفع درجة حرارة الهواء، ولكن يظل الإنتروبي ثابتًا. تنتشر الموجات التي تتذبذب فيها أسطح الإنتروبي الثابتة صعودًا وهبوطًا حول النجم بالطريقة نفسها التي تنتشر بها الموجات على أسطح الملوحة الثابتة عَبْر المحيط. تُعد أنماط الجاذبية موجاتٍ مستقرة من هذا النوع.

تبحث الشركات النفطية عن النفط من خلال إطلاق موجاتٍ زلزالية باستخدام التفجيرات، ثم الكشف عن هذه الموجات بواسطة مستشعراتٍ بعيدة. تستنتج أجهزة الكمبيوتر بعد ذلك كثافة الصخور وخصائصها المرنة في المنطقة من كيفية انتقال الموجات عَبْر الأرض من المصدر إلى الكواشف. تتشابه هذه العملية مع تحليل ترددات أنماط التذبذب في النجوم؛ حيث تُظهر هذه الترددات حساسيةً تجاه كثافة الغاز وسرعة الدوران عند مستوياتٍ مختلفة داخل النجم؛ ومن ثَم، باستخدام برامجَ متخصصة، يمكن تحديد كثافة الغاز وسرعة دورانه داخل النجم. يمكن مقارنة هذه القيَم مع التوقعات المستخلَصة من النماذج النظرية. تتمثل أكبر درجة من عدم اليقين في هذه النماذج في عمر النجم، الذي يجب تقديره عمليًّا عن طريق مطابقة النماذج مع البيانات الرصدية، ويُعتبر طيف أنماط الاهتزاز الطبيعية للنجم العامل الأكثر تأثيرًا في تحديد العمر؛ لأن

النجم، مع تقدُّم عمره، تزداد تركيزاته المركزية؛ حيث ينكمش لُبه، مما يؤدي إلى زيادة حرارته وكثافته، في حين يتمدد غلافه الخارجي. يؤدي هذا التطور إلى تغييرات في نمط ترددات التذبذب.

أظهر علم الزلازل الشمسية أن النماذج الشمسية التي تستند إلى مجموعةٍ واسعة من البيانات المستقاة من الفيزياء النووية والذرية تعمل بطريقةٍ جيدة جدًّا ولكن ليست مثالية. ربما تنشأ الاختلافات الصغيرة بين توقعات النماذج والنتائج الزلزالية المستقاة من قيود البيانات الذرية، أو النماذج الفلكية. ولكن من الممكن أن تشير إلى أن فيزياء جديدة تمامًا تنخرط في نقل الطاقة من النجوم؛ فقد تصبح جُسيمات «المادة المظلمة» (الفصل السابع) محاصرةً داخل النجوم، وبسبب ضعف ميلها إلى التفاعل مع الجُسيمات الأخرى، يمكن أن تُسهِم على نحوٍ غير متناسب في نقل الحرارة نحو الخارج.

الثنائيات النجمية

ينتمي نصف النجوم في الكون على الأقل إلى أنظمةٍ ثنائية، ويمثل وجود هذه الأنظمة تحديًا كبيرًا لنظرة تطوُّر النجوم؛ فعندما يتضخم النجم الأكثر كتلة والأسرع تطورًا ليصبح نجمًا عملاقًا أحمر، يكون رفيقه عرضةً لالتقاط الغاز من الغلاف المتضخم. يتسبَّب هذا الاستيلاء في انحراف كلا النجمَين عن مسار التطور النجمي الذي وصفناه للنجوم الفردية؛ لأن الكتلة تُعد العامل الأساسي في تطور النجوم، والآن أصبحَت كتلة كل نجم متغيرة بمرور الزمن.

عندما تسقط المادة على النجم الأكبر كثافة والأقل كتلة، تُشَع الطاقة (الفصل الرابع). يُسخِّن بعضٌ من هذا الإشعاع الطبقات الخارجية للنجم الأكبر كتلة، وقد تصبح هذه الطبقات شديدة السخونة، لدرجة تنطلق معها من الثنائية النجمية في صورة رياحٍ نجمية.

تنتُج عن انتقال الكتلة من نجم إلى آخر، وفقدان الغاز عبْر الرياح، تغييراتٌ في مدار الثنائية النجمية، وقد تؤدي إلى تقارب النجوم. إذا اقترب النجمان أحدهما من الآخر، فسوف تتسارع معدلات انتقال المادة أو طردها، مما قد يؤدي إلى انفلات هاتَين العمليتَين واندماج النجمَين. في الواقع، قد يبتلع النجم الأكبر كتلة النجم الأقل كتلة في غلافه المنتفخ، حتى لو لم يتطور مدار الثنائية النجمية إلى تلك الدرجة.

بمجرد أن يصبح النجم الأقل كتلة داخل النجم الأكبر كتلة، فإن حركته المدارية ستُقابَل بالاحتكاك. وسيؤدي ذلك إلى تسخين الغلاف ودفع النجم الأقل كتلة إلى الداخل.

بعد فترة، ستصبح الثنائية نجمًا واحدًا، لكن لُب النجم وغلافه لن يكونا نتيجةً لتطور نجمٍ واحد فقط.

باختصار، تُشكِّل النجوم الثنائية القريبة تحديًا مليئًا بالتعقيدات، وتُعد محاولات فهمها مجالًا نشطًا للأبحاث.

الفصل الرابع

التراكم

عند تصريف حوض المطبخ بعد غسيل الصحون، غالبًا ما يدور الماء حول فتحة التصريف مكوِّنًا عمودًا من الهواء في مركز أنبوب التصريف أثناء انسيابه. ينشأ هذا الدوران نتيجة ميل الماء للحفاظ على زخمه الزاوي أثناء تدفُّقه نحو أنبوب التصريف. يُعطي الزخم الزاوي لكل وحدة كتلة بالصيغة التالية:

$$L = r v_{\mathrm{t}}$$

حيث r هي المسافة من النقطة التي يدور السائل حولها (مركز أنبوب التصريف)، وv_{t} هي سرعة حركة السائل المتعامدة مع الاتجاه نحو المركز. مع تدفق السائل إلى الداخل، تتناقص r، وتزداد v_{t} للحفاظ على ثبات L. تُعد الأعاصير مثالًا مذهلًا على هذه الظاهرة الفيزيائية؛ عندما يُسحب الهواء نحو مركز الإعصار ليحل محل الهواء الدافئ والرطب الذي طفا إلى ارتفاعاتٍ عالية، يدور الهواء حول مركز الإعصار بسرعة متزايدة حتى يصبح سريعًا بدرجة تُمزِّق أسطح المباني، وترفع السيارات، وتُحدِث فوضَى واسعةَ النطاق.

كان مبدأ حفظ الزخم الزاوي حاسمًا في تكوين قرص مجرَّة درب التبانة التي تقع فيها الشمس، وفي تشكيل النظام الشمسي نفسه. سنرى في هذا الفصل أنه يلعب دورًا كبيرًا في العديد من أكثر الأجرام إضاءةً وغرابةً في الكون.

الأقراص التراكمية

في جميع هذه الأنظمة، تسحب الجاذبية الغاز نحو مركزٍ للجذب، الذي قد يكون مركز مجرَّة، أو نجم، أو ثقب أسود. أي إن هذه الأجرام «تُراكِم» الغاز، ويتسبب حفظ الزخم الزاوي في دوران الغاز المتراكم حول الجِرم التراكمي أثناء تحركه نحو الداخل. إذا كان

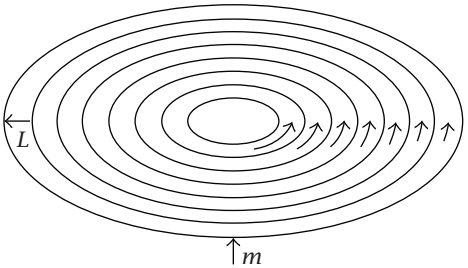
الغاز باردًا بمعنى أن ضغطه غيرُ كافٍ لتوفير مقاومةٍ فعَّالة للجذب الداخلي للجاذبية، فإن الغاز الدوار يشكل «قرصًا تراكميًّا»؛ حيث يتحرك الغاز في كل نصف قطر على مدارٍ دائري حول مركز الجذب.

ديناميكا الأقراص الأساسية

عند التفكير في بنية القرص التراكمي، من المفيد تخيله مُكوَّنًا من عددٍ كبير من الحلقات الصُّلبة؛ حيث تدور كل حلقة كما لو أن كل جُسيم فيها في مدار حول الكتلة المركزية (الشكل ٤-١). تتناسب سرعة المدار الدائري عند نصف قطر r حول كتلة مدمجة مثل الشمس أو ثقب أسود مع $1/\sqrt{r}$ ومن ثَم تزداد السرعة باتجاه الداخل. نتيجةً لذلك، يحدث «قص» داخل القرص التراكمي؛ حيث تنزلق كل حلقة دوارة مرورًا بالحلقة الموجودة خارجها، وفي وجود أي احتكاك أو «لزوجة» داخل السائل، تلتوي كل حلقة أو «تؤثِّر بعزم» على الحلقة الخارجية في اتجاه الدوران، محاولةً جعلها تدور بشكلٍ أسرع.

يشبه العزم بالنسبة إلى الزخم الزاوي القوة بالنسبة إلى الزخم الخطي؛ فهو الكمية التي تحدِّد معدل تغيُّره. ومثلما تنص قوانين نيوتن على أن القوة تساوي معدل تغيُّر الزخم، فإن معدل تغيُّر الزخم الزاوي لجِرمٍ ما يساوي العزم المؤثِّر عليه. لذلك، وجود العزم من الحلقات الأصغر إلى الحلقات الأكبر يعني وجود نقلٍ خارجي للزخم الزاوي عَبْر القرص التراكمي. عندما يكون القرص في حالةٍ مستقرة، يتوازن هذا النقل الخارجي للزخم الزاوي بفعل اللزوجة مع نقلٍ داخلي للزخم الزاوي بواسطة الغاز أثناء تدفقه نحو الداخل عَبْر القرص، حاملًا زخمه الزاوي معه.

عندما يدخل الغاز إلى نصف قطر الحلقة الخارجي، تكون لديه طاقةٌ أكبر مما تكون لديه عند خروجه من نصف القطر الداخلي للحلقة؛ لأن طاقة جاذبيته الكامنة تقل بمقدار ضعف الزيادة في طاقته الحركية الناتجة عن الدوران. ولذلك، كل كمية من الغاز تمُر عَبْر الحلقة تُودِع فيها كميةً من الطاقة. بالإضافة إلى ذلك، تبذل الحلقة الأقرب نحو الداخل شغلًا على الحلقة الخارجية بعزم دوران يتجاوز ما تبذله الحلقة الخارجية على الحلقة الداخلية التالية. وهكذا، تكتسب حلقتُنا طاقةً إضافية أيضًا من تدفق الزخم الزاوي المدفوع باللزوجة عَبْر القرص. تؤدي الطاقة المكتسبة الناتجة عن التدفق الداخلي للمادة والتدفق الخارجي للزخم الزاوي إلى تسخين الحلقة، مما يجعل مادتها تتوهج. هذا هو السبب في أن الأنظمة ذات الأقراص التراكمية يمكنها أن تصبح أجرامًا فلكيةً مضيئة.



شكل ٤-١: يُتصوَّر أن القرص التراكمي يتكون من عدد من الحلقات الصلبة، تدور جميعها بسرعاتٍ مختلفة حول محورها المشترك؛ يتناسب طول الأسهم المنحنية مع السرعة الموضعية. يزداد الزمن اللازم لإكمال دورة للحلقة كلما اتجهنا نحو الخارج. تتدفق الكتلة (m) نحو الداخل بينما ينتقل الزخم الزاوي (L) نحو الخارج عبْر القرص.

تقريبًا، تُشِعُّ كل حلقة كما لو كانت جسمًا أسود (الفصل الثالث، تحت عنوان «الحياة بعد النسق الأساسي»)؛ لذا يمكن حساب طيف الإشعاع الصادر عن القُرص التراكمي بناءً على درجة الحرارة $T(r)$ كدالة لنصف القطر. تُحسب درجة حرارة الحلقة ذات نصف القطر المتوسط r من خلال موازنة معدَّل الطاقة المترسِّبة مع معدَّل الطاقة التي يجري إشعاعها. إذا كان الجسم التراكمي يكتسب كتلة بمعدل $(\dot{m})$، فإن درجة الحرارة داخل القرص تُحسب بالمعادلة التالية:

$$T(r) = \left(\frac{GM\dot{m}}{2\pi r^3 \sigma}\right)^{1/4} \qquad (4\text{-}1)$$

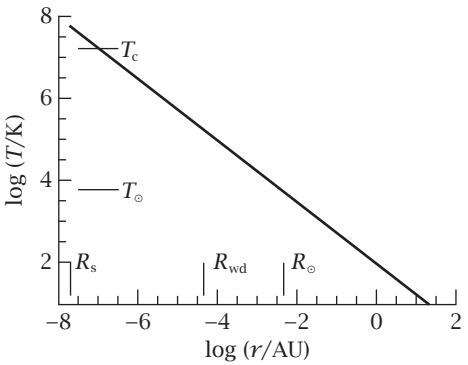
تنخفض درجة الحرارة باتجاه الخارج وفقًا لقوة نصف القطر العكسية بمقدار ثلاثة أرباع، وتتناسب طرديًّا مع القوة بمقدار الربع لمعدل التراكم.

التراكم على الأجسام ذات الكتلة النجمية

يوضح الشكل ٤-٢ درجة حرارة القرص التراكمي حول جِرم ذي كتلةٍ شمسية ويكتسب كتلة بمعدل $^{-8}$١٠ كتلة شميسة في السنة، وهي قيمٌ نموذجية مستنبَطة من العديد من الثنائيات النجمية؛ حيث يفقد أحد النجمَين كتلة لصالح رفيقه (الفصل الثالث).

يمتد المقياس الأفقي، وهو لوغاريتمي كالمقياس العمودي، من نصف قطر الثقب الأسود ذي الكتلة الشمسية، الذي حمل رمز نصف قطر شفارتزشيلد (R_s) يساوي تقريبًا ثلاثة كيلومترات، وصولًا إلى أنصاف أقطار تتجاوز مدار بلوتو (الفصل الخامس). تنخفض درجة الحرارة من ١٠٠ مليون درجة عند نصف قطر شفارتزشيلد، وهي أعلى بعدة مرات من درجة حرارة نواة الشمس، إلى درجة حرارة الشمسية ($T_\odot$) لسطح الشمس عند نصف قطرها، ثم إلى نحو ١٠٠ كلفن عند نصف قطر مدار الأرض. إذا كان الجِرم التراكمي ثقبًا أسود، فإن جميع أجزاء الرسم البياني ذات صلة، بينما إذا كان قزمًا أبيضَ ذا كتلة شمسية، فإن الجزء الموجود يمين الخط الذي حمل رمز نصف قطر القزم الأبيض (R_{wd})؛ حيث تساوي درجة الحرارة ٢٠٠ ألف كلفن، هو فقط الجزء ذو الصلة، وإذا كان الجِرم التراكمي نجمًا مثل الشمس، فإن الجزء ذا الصلة هو فقط الجزء الموجود يمين الخط الذي حمل رمز نصف قطر الشمس ($R_\odot$) حيث تساوي درجة الحرارة نحو ٤٧٠٠ درجة حرارة شمسية. تتسبَّب درجات الحرارة هذه في أن يشعَّ القرص في الأغلب أشعةً سينية بالقرب من نصف قطر شفارتزشيلد، وأشعةً سينية منخفضة الطاقة، وأشعةً فوق بنفسجية خارج نصف قطر القزم الأبيض، وفوتوناتٍ ضوئية في الأغلب خارج نصف قطر الشمس.

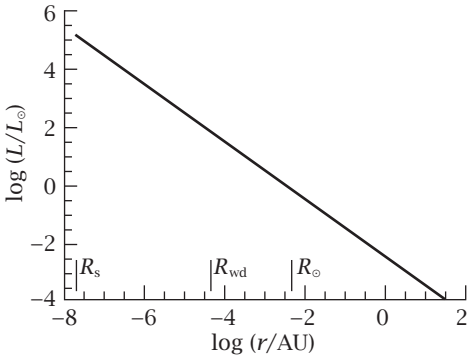
يوضح الشكل ٤-٣ الإضاءة التي يشعُّها القرص التراكمي من النقاط الواقعة خارج نصف القطر (r) على المحور الأفقي. نلاحظ أن القرص لا يشع سوى ما يعادل بضعة أجزاء من الألف من إضاءة الشمس من خارج مدار الأرض، ونحو نصف إضاءة الشمس من خارج نصف قطر الشمس، وما يعادل نحو ٦٠ إضاءة شمسية من خارج نصف قطر القزم الأبيض، ونحو ١٠٠ ألف إضاءة شمسية وصولًا إلى نصف قطر الثقب الأسود. بالنظر إلى الاستنتاجات المستخلَصة من الشكل ٤-٢، يتضح أنه عند التراكم بمعدل 10^{-8} كتلة شمسية في السنة، سيكون الثقب الأسود ذو الكتلة الشمسية مصدرًا شديد الإضاءة للأشعة السينية العالية الطاقة، والقزم الأبيض مصدرًا مضيئًا للأشعة السينية المنخفضة الطاقة، بينما ستحصل النجوم في مرحلة النسق الأساسي على زيادةٍ ملحوظة في لمعانها من القرص التراكمي. في جميع هذه الحالات، فإن الجزء من القرص الواقع خارج مدار الأرض لن يُسهِم إلا في إشعاع الأشعة تحت الحمراء، وسيكون من الصعب رصدُه في وجود إضاءة الأجزاء الداخلية من القرص والجِرم التراكمي. غير أن هذا الجزء من القرص يُعد ذا أهميةٍ كبيرة؛ لأنه يمثل موقع تكوين الكواكب (الفصل الخامس).



شكل ٤-٢: درجة الحرارة عند نصف القطر (r) في قرص تراكمي حول جسمٍ مضغوطٍ بكتلة تساوي كتلةً شمسية واحدة. تُعرَّف الوحدة الفلكية (AU) بأنها متوسط نصف قطر مدار الأرض (الفصل الأول). يُفترَض أن معدل التراكم 10^{-8} كتلة شمسية في السنة. يوضح الشكل أيضًا درجات الحرارة في مركز الشمس (T_c) وعلى سطحها ($T_\odot$)، بالإضافة إلى أنصاف الأقطار R_s، وR_{wd}، و$R_\odot$ للثقب الأسود بكتلةٍ شمسية واحدة، والقزم الأبيض النموذجي بكتلةٍ شمسية، وسطح الشمس.

النجوم الزائفة

تُظهِر الأشكال ٤-٢ و٤-٣ نتائجَ مميزةً للثقوب السوداء ذات الكُتل النجمية. ولكن الثقوب السوداء الموجودة في مراكز المجرَّات تتطلب مقياسًا مختلفًا تمامًا. إذ تتراوح كتل هذه الثقوب السوداء بين 10^{6} و10^{10} كتلة شمسية، وعندما تمدُّ هذه الثقوب النجوم الزائفة (الكوازارات) بالطاقة، يجب أن تكون معدَّلات تراكُمها في حدود كتلةٍ شمسية واحدة لكل سنة. لذلك، فإن هذه الأجسام أكثر ضخامةً بنحو 10^{8} مرة من الثقوب السوداء ذات الكُتل النجمية، وتراكم المادة بمعدلٍ أسرع بنحو 10^{8} مرة. ونظرًا لأن نصف قطر الثقب الأسود يتناسب طرديًّا مع كتلته، فإن هذه الثقوب السوداء أكبر بنحو 10^{8} مرة في نصف القطر أيضًا. وفقًا للمعادلة (1-4)، نجد أن القرص المحيط بثقبٍ أسود فائق الكتلة عند مضاعفٍ معين لنصف قطر الثقب الأسود تكون درجة حرارته أقل بمقدار ١٠٠ مرة، بينما تكون إضاءته أكبر بمقدار 10^{8} مرة مقارنةً بالقيم المناظرة لثقبٍ أسود ذي كتلةٍ شمسية. توضح الأشكال ٤-٤ و٤-٥ هذه الحقائق.

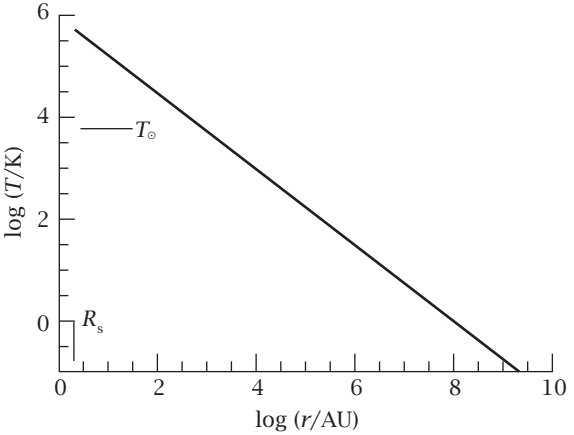


شكل ٤-٣: الإضاءة التي يشعها قرصٌ تراكمي حول جِرمٍ بكتلة شمسية خارج نصف القطر (r). أنصاف الأقطار ممثلة بوحدات نصف قطر مدار الأرض، بينما الإضاءة ممثلة بوحدة الإضاءة الشمسية. يُفترض أن يكون معدل التراكم 10^{-8} كتلة شمسية في السنة.

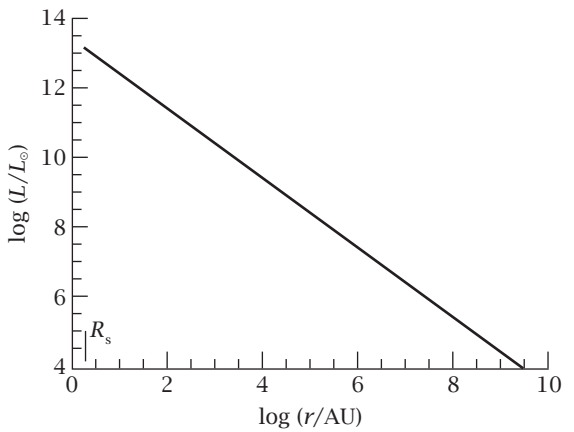
نصف القطر المميز للثقب الأسود الآن أكبر قليلًا من مدار الأرض، وتصل درجات الحرارة هناك إلى نحو ١٠٠ ألف كلفن فقط؛ لذلك سيظهر الجزء الأكبر من الإشعاع في الأشعة السينية المنخفضة الطاقة والضوء فوق البنفسجي. يتميز مثل هذا النظام بإضاءةٍ مذهلة. إذ تُشَع إضاءة تعادل إضاءة مجرَّتنا بأكملها، التي تضم نحو ١٠٠ مليار نجم، من الجزء من القرص الذي يتجاوز ٦٠٠ وحدة فلكية، وهو ما يزيد بمقدار ١٠ أضعاف على نصف قطر مدار بلوتو. تنبعث إضاءةٌ أقوى ١٠٠ مرة بين نصف القطر هذا وسطح الثقب الأسود.

بفضل هذه الإضاءة الهائلة، التي ينبعث جزءٌ كبيرٌ منها في الأشعة فوق البنفسجية والحُزَم المرئية القابلة للرصد بسهولة، يمكن مشاهدة الثقوب السوداء الفائقة الكتلة التراكمية في الكون بأَسْره. عند ملاحظة أطياف النجوم الزائفة لأول مرة، لم يتمكن علماء الفلك من تفسيرها بشكلٍ صحيح؛ لأنهم لم يكونوا مستعدين للتحولات الكبيرة نحو اللون الأحمر في خطوطها الطيفية. يُقاس هذا التحول باستخدام «الانزياح الأحمر» (z)، الذي يُعرَّف بالعلاقة بين الأطوال الموجية التي ينبعث عندها الضوء من النجم الزائف، والتي رُصِدَت على الأرض:

$$\lambda_{\text{obs}} = (1 + z)\,\lambda_{\text{emit}}$$



شكل ٤-٤: درجة حرارة قرصٍ تراكمي حول ثقبٍ أسود بكتلة ٨١٠ كتلة شمسية، مثل تلك الموجودة في مراكز المجرَّات عندما يكون معدل التنامي كتلةً شمسية واحدة في السنة. يشير الرمز R_s إلى نصف قطر الثقب الأسود. وُضِعَت درجة حرارة سطح الشمس $T_\odot$ كمرجع للمقارنة.



شكل ٤-٥: الإضاءة التي تُشَع خارج نصف القطر (r) لقرص محيط بثقبٍ أسود كتلته ٨١٠ كتلة شمسية يتراكم بمعدل كتلةٍ شمسية واحدة سنويًّا.

ومن ثَم، فإن الانزياح الأحمر الذي يساوي صفرًا يعني عدم وجود انزياح نحو الأحمر، بينما إذا كان يساوي واحدًا فذلك يشير إلى أن الخطوط الطيفية تُرصَد عند ضِعف الأطوال الموجية التي انبعثَت عندها. في عام ١٩٦٣، أحدث مارتن شميت ثورةً فكرية بإثبات أن طيف الجِرم المعروف باسم 3C-273 لديه انزياح نحو الأحمر يساوي ٠,١٥٨. بعد نشر ورقته، أمكن إثبات أن أطياف العديد من المصادر الأخرى تُظهر قيمًا أكبر للانزياح نحو الأحمر، وكان التفسير التقليدي لهذه الانزياحات هو أنها ناتجةٌ عن التوسع الكوني. غير أنه لم تكن هناك أي مجرَّة معروفة حينها لها انزياح نحو الأحمر بهذا الحجم، وشكَّك العديد من علماء الفلك في أن تكون هذه المصادر بعيدة ومضيئة بالقَدْر الذي يتطلَّبه التفسير الكوني للانزياح نحو الأحمر. الآن، أمكن اكتشاف عشرات الآلاف من الأجرام شبه النجمية، وبعضها لديه انزياح نحو الأحمر يزيد على ٧!

نهاية الرحلة

بعد أن يتابع الغاز رحلته الحلزونية عَبْر القرص التراكمي ليقترب من نحو نصف قطر الجِرم التراكمي، يجب عليه الانتقال من القرص إلى الجِرم، وتؤثِّر طريقة هذا الانتقال على بنية القرص التراكمي وراءه. لدراسة هذا الأمر، يمكننا النظر في حالة القزم الأبيض التراكمي. عند الحافة الداخلية لقرصٍ تراكمي، يبدو الغاز كما لو كان في مدارٍ دائري يمُر بالقرب من سطح النجم. الطاقة الحركية التي تحافظ على هذا المدار هي نصف ثابت الجاذبية مضروبًا في الكتلة، مقسومًا على نصف القطر لكل وحدة كتلة، وهو ما يساوي من حيث المقدار كل الطاقة التي كان سيفقدها الغاز أثناء رحلته الحلزونية من اللانهاية إلى نصف القطر. ومن ثَم، فإنها كميةٌ هائلة من الطاقة، وإذا اصطدم الغاز بالنجم، فسيجري تحويل هذه الطاقة إلى حرارة على نحوٍ مفاجئ. ونظرًا لأن الغاز يصطدم في النهاية بالنجم، تتكون طبقةٌ رقيقة من الغاز الشديد السخونة عند الواجهة بين النجم والقرص. تعمل هذه «الطبقة الحدودية» بشكلٍ طبيعي على تعزيز انبعاث النظام عند أقصر الأطوال الموجية.

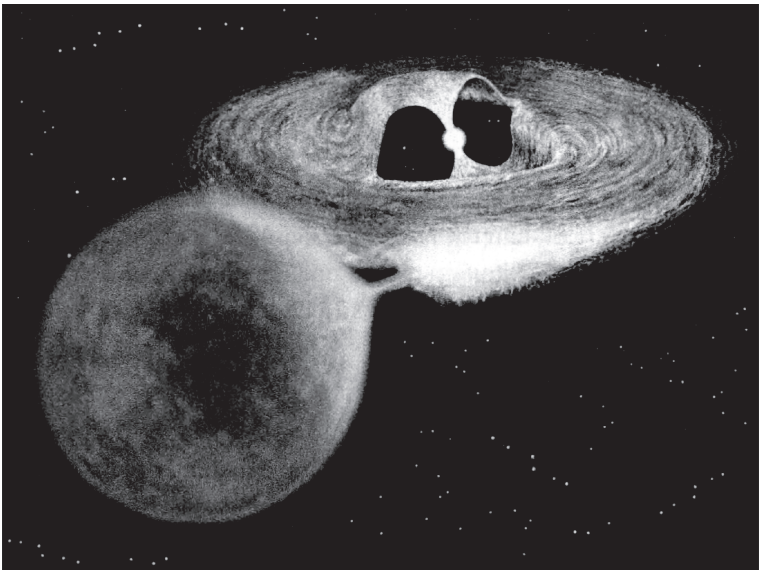
تذكَّر أن ثلاثة أرباع الطاقة المُشعَّة من كل حلقة في جسم القرص تنشأ من الفرق بين معدَّل الشغل الذي يُبذَل على تلك الحلقة من الحلقة الداخلية لها، ومعدَّل الشغل الذي تبذله على الحلقة التالية للخارج. تكون الحلقة الداخلية في وضعٍ شاذ لأنها تبذل شغلًا على كلٍّ من الحلقة الخارجية لها والطبقة الحدودية، التي تدور ببطء بسبب عرقلة

النجم لها. لذلك، بينما تتوهَّج الطبقة الحدودية بشكلٍ غير عادي، تتوهج الحلقة الداخلية للقرص بشكلٍ أكثر خفوتًا من المعتاد.

الوضع الذي وصفناه للتو، والذي يمتد فيه القرص التراكمي حتى يصل إلى نجمٍ صلب يدور ببطء، ليس عامًّا. فبعض الأجرام التراكمية (خاصةً النجوم النيوترونية والأقزام البيضاء) تحتوي على مجالاتٍ مغناطيسية قوية مُدمَجة فيها. تظهر خطوط المجال المغناطيسي من النجم، وتشكِّل حلقات عَبْر الفضاء حول النجم، ثم تعود إلى النجم في موقعٍ آخَر، مثل خطوط المجال المغناطيسي التي تنبعث من الأرض في القطب الشمالي، وتعود إليها في القطب الجنوبي. إذا دار نجمٌ حامل للمجال المغناطيسي، فإن خطوط المجال تدور حول النجم، وإذا كان المجال المغناطيسي قويًّا بما فيه الكفاية، فإنه يمكن أن يبذل قوًى ملحوظة على الغاز حتى عند مسافاتٍ كبيرة من النجم؛ حيث تدور الخطوط بسرعةٍ كبيرة تعادل نسبةً كبيرة من السرعة المطلوبة لمدارٍ دائري. في هذه الظروف، عند نصف قطر حرج (r_{B})، ينتقل الغاز من القرص التراكمي إلى خط مجالٍ مارٍّ، (الذي يتحرك ببطء نسبيًّا إلى الغاز المداري) ثم يتحرك على طول خط المجال نحو أحد قطبَي النجم (الشكل ٤-٦). في هذا الوضع، لا تُوجَد طبقةٌ حدودية رقيقة وساخنة، بل هناك نقطتا حرارة، واحدةٌ بالقرب من كل قطبٍ للنجم؛ حيث يتدفَّق الغاز على طول خطوط المجال المغناطيسي ويندفع فجأة نحو النجم.

عندما يتدفَّق الغاز على طول خطوط المجال نحو النجم، ينقل الزخم الزاوي عَبْر المجال إلى النجم، مما يزيد من معدَّل دورانه. ومع زيادة معدَّل الدوران، يقل نصف القطر ويمتد القرص إلى الداخل أكثر. النتيجة المنطقية لهذه العملية هي أنه يتقلَّص نصف القطر الحَرِج إلى نصف قطر النجم، ويأخذ النجم في الدوران بسرعة تجعل المادة عند خط استوائه تبدو وكأنها في مدار. يُقال حينها إن النجم يدور عند نقطة «الانفصال». في الواقع، لا يتأتَّى الوصول إلى هذه النقطة القصوى أبدًا، ولكن الأقراص التراكمية تدفع النجوم النيوترونية للدوران بمعدَّل يقترب اقترابًا شديدًا من معدَّل الانفصال.

ينتهي المطاف بالأقراص حول الثقوب السوداء بطريقةٍ مختلفة تمامًا. تنُص نظرية أينشتاين للنسبية العامة على أن نصف قطر المدار الدائري حول ثقبٍ أسود غير دوَّار يتميز بأكبر سرعة زاوية هو ٦. نتيجةً لذلك، عند نصف القطر هذا تُوجَد بالفعل حلقة تبذل شغلًا على الحلقات على كلا جانبيها؛ لذلك تكون خافتة أكثر مما هو متوقع في ميكانيكا نيوتن. عندما يساوي نصف قطر الثقب الأسود ٣، تصبح المدارات الدائرية



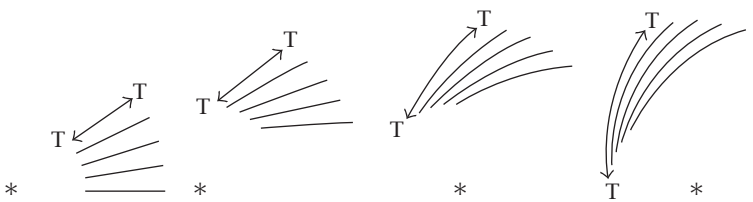
شكل ٤-٦: يرفع المستعر DQ Her الغاز من القرص.

غير مستقرة، ويمكن للجُسيمات أن تنزلق ببساطة نحو الثقب الأسود دون فقدان أي طاقة؛ حيث يبتلع الثقب الأسود طاقتها. لذلك، لا تُوجد طبقةٌ حدودية ساخنة حول الثقب الأسود، ويكون الجزء الداخلي من القرص التراكمي أكثر خفوتًا مما تتنبأ به حسابات نيوتن. تزيد سرعة دوران الثقب الأسود بالطريقة نفسها التي تزيد بها سرعة دوران القزم الأبيض.

تأثير المجال المغناطيسي

في الفصل الثالث، رأينا أن خطوط المجال المغناطيسي تُسحب بواسطة السوائل المُوصلة، وتتبادل الطاقة مع السوائل باستمرار؛ لأن خطوط المجال تولِّد توترًا يسحب السوائل. وبسبب الدوران التفاضلي للقرص التراكمي، فإن نقطتَين متجاورتَين في البداية سرعان ما تتباعدان عن بعضهما ما لم تكونا على المسافة نفسها بالضبط من محور دوران القرص (الشكل ٤-٧). إذا كانت هاتان النقطتان تقعان على خط المجال نفسه، فهذا يعني أن

خط المجال يتمدَّد، مما يؤدي إلى زيادة التوتر الذي يولِّده. الآن من الشكل ٤-٧ نلاحظ أنه عندما يتمدَّد خط المجال، فإن التوتُّر يعاكس دوران العنصر الكُتلي الذي كان في الأصل عند نصف قطر أصغر، ويسحب العنصر الكتلي الخارجي في اتجاه الدوران. في الواقع، سينقل المجال الزخم الزاوي من العنصر الكتلي الداخلي إلى العنصر الكتلي الخارجي. لكن هذا بالضبط ما نتوقع أن تفعله اللزوجة! علاوةً على ذلك، فإن تمديد خط المجال بسبب الدوران التفاضلي سيُقوي المجال المغناطيسي؛ لذلك بغَضِّ النظر عن ضعف المجال في البداية، فإنه سيزداد قوةً إلى الحد الذي يكفي لتعديل الديناميكا بشكلٍ كافٍ للحد من التمدد المستمر لخطوط المجال. لقد وصفنا للتو المبادئ الفيزيائية الأساسية لـ «عدم الاستقرار المغناطيسي الدوراني» (*MRI*)، الذي اقترحه ستيف بالبس وجون هاولي في عام ١٩٩١ باعتباره مصدر اللزوجة في الأقراص التراكمية.



شكل ٤-٧: أربع لقطات لخطوط المجال المغناطيسي في قرصٍ تراكمي يتمدد بفعل الدوران التفاضلي للقرص. يظهر النجم في أسفل كل لقطة، وأقدم لقطة على أقصى اليسار. يدور القرص عكس اتجاه عقارب الساعة. في تلك اللقطة، تكون خطوط المجال قصيرة وتمتد بشكلٍ شعاعي. بحلول اللقطة الأخيرة على أقصى اليمين، تصبح خطوط المجال أطول وتبدأ في اتخاذ اتجاهٍ مماسي.

النفاثات

لم يقتصر ظهور عدم الاستقرار المغناطيسي الدوراني على حل اللغز الطويل الأمد حول سبب كون اللزوجة داخل الأقراص التراكمية كبيرة كما تتطلَّبها عمليات الرصد، بل قدَّم أيضًا دليلًا على أصل السمة الأكثر لفتًا للنظر في الأقراص التراكمية، وهي النفاثات. حيثما وُجدَت أدلة تشير إلى أن جِرمًا مضغوطًا آخِذٌ في التراكم، فإن البيانات الرصدية تُظهر

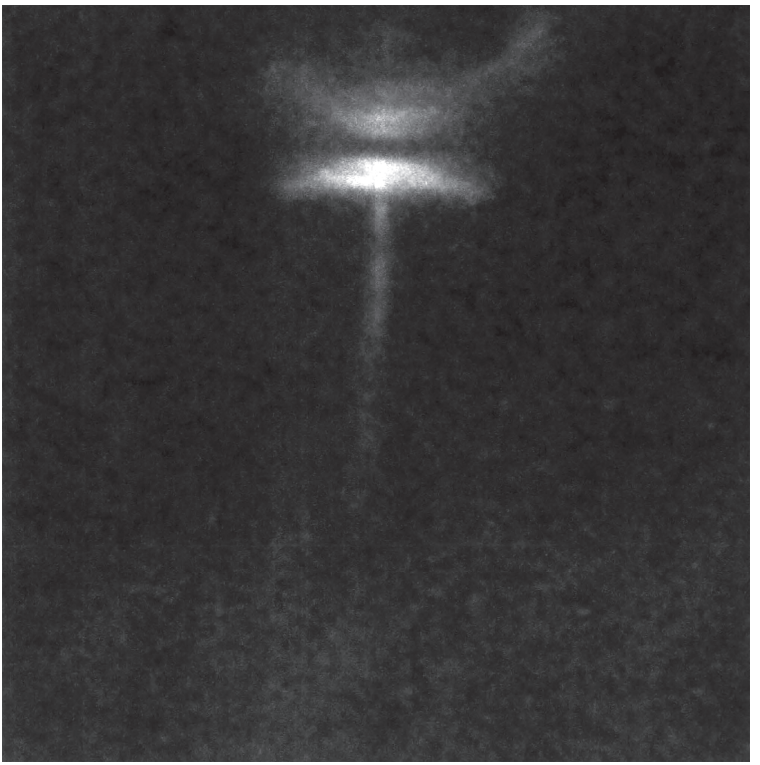
«تدفقًا خارجيًّا» وليس تدفقًا داخليًّا. ويُعد جِرم هيربج هارو، كما يظهر في الشكل ٤-٨، المثال الكلاسيكي على ذلك؛ فلُب هذا الجِرم هو نجم في طور التشكُّل، لكن السمة الأكثر بروزًا فيه هي زوج من النفاثات الضيقة التي يتحرك فيها الغاز البارد جدًّا بسرعة تقارب ٢٠٠كم/ث-١، وهي سرعة تفوق بكثيرٍ سرعة الصوت في الغاز. على الأرض، لا يسع مهندسي الطيران سوى أن يحلموا بتكرار هذه الظاهرة.

نجد مثالًا آخر رائعًا على تكوين النفاثات في الجِرم SS433، الذي يتكون من نجم أكبر كتلةً بقليل من الشمس يدور حول ثقبٍ أسود. يُزوِّد النجم العادي الثقب الأسود بالغاز، ويتحرك الغاز بشكلٍ حلزوني نحو الثقب الأسود عَبْر قرصٍ تراكمي. تنقل نفاثتان المادة على طول محور دوران القرص التراكمي بسرعات تزيد على ربع سرعة الضوء ($0.26c$، حيث c يساوي ٣٠٠ ألف كم/ث هو سرعة الضوء)، ولكن يظل الغاز باردًا بما يكفي ليحتوي على ذرات الهيدروجين، ويصدر الخطوط الطيفية المميزة له. ومن ثَم، فإن الغاز في النفاثة يتحرك بسرعة أكبر بكثير من سرعة الصوت.

في الجِرم SS433، يدور محور دوران القرص التراكمي حول خط يقع ضمن زاوية ١١ درجة من مستوى السماء (الشكل ٤-٩)، وتسير النفاثات عند قواعدها على طول اتجاه محور الدوران الحالي. مع ابتعاد كل جزء من الغاز عن الثقب الأسود، يتحرك في خط مستقيم، بينما يستمر القرص في الدوران، ويطلق أجزاءً جديدةً على طول محور الدوران الجديد. لذا، فإن النفاثات بشكلٍ عام تدور حول مخروطٍ ذي زاوية انفتاح ٤٠ درجة (الشكل ٤-١٠).

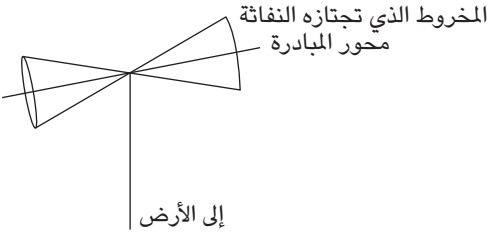
مثالنا الأخير على النفاثات يتمثل في نطاقٍ أكبر بكثير، وهو المجرَّة الراديوية الدجاجة «أ» الموضحة في الشكل ٤-١١. تنبعث نفاثتان رفيعتان للغاية من البلازما من مركز مجرَّة إهليلجية عملاقة، وعلى بُعد ٠,٧٧ ميجافرسخ من الثقب الأسود، تصطدم بالمحيط بين المجرَّات بقوةٍ هائلة، مما يؤدي إلى تسريع الإلكترونات إلى طاقاتٍ مذهلة (الفصل السادس). تبعث هذه الإلكترونات العالية الطاقة الموجات الراديوية التي جرى تصوير النظام بها كما في الشكل ٤-١١.

تختلف هذه الأمثلة الثلاثة في العديد من الجوانب. يتضمن المثال الأول التراكم على نجمٍ شاب، فيما يتضمن المثالان الأخيران التراكم على الثقوب السوداء. يدفع التراكمَ في المثال الأول أجرامٌ ذات كتلةٍ نجمية، بينما يدفعه في المثال الأخير جِرمٌ أكبر كتلةً بنحو ٨١٠ مرة. ويتضمن المثال الأول نفاثاتٍ غير نسبية بالكامل، بينما يتضمن المثال الثاني نفاثاتٍ

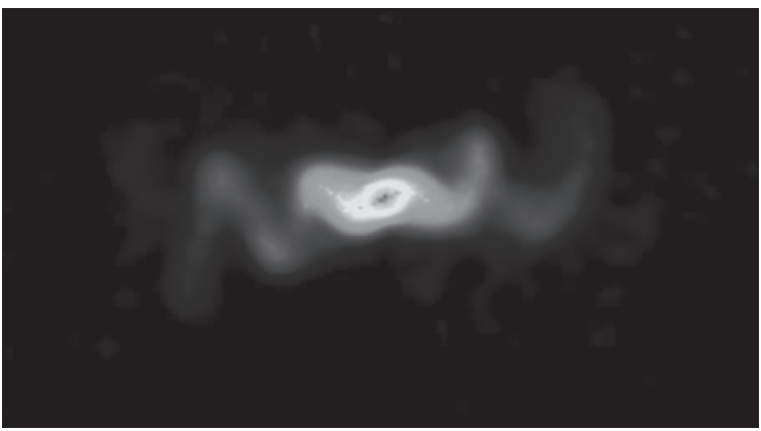


شكل ٤-٨: الجِرم هيربج هارو HH30. تنبعث النفاثات من كلا الجانبَين من القرص التراكمي على نجمٍ أوَّلي. ويكون القرص نفسه مظلمًا ومتسعًا؛ فنراه كظلٍّ على خلفيةٍ مشرقة من الضوء المنتشِر.

نسبية معتدلة، ويتضمن المثال الثالث نفاثاتٍ نسبية مميزة؛ حيث تزيد الطاقات الحركية للجُسيمات في النفاثات على طاقات كتلتها الساكنة (الفصل السادس). على الرغم من هذه الاختلافات الكبيرة في الحجم، فإن كل نظام يتكون من زوجٍ من النفاثات الضيقة التي تحمل المادة بعيدًا عن الجِرم التراكمي بسرعة تفوق سرعة الصوت إلى حدٍّ كبير. وتختلف قدرة الطبيعة على بناء أنظمة اختلافًا كبيرًا في الطول ومقياس السرعة، ولكن يمكن إعادة قياسها تقريبًا بعضها إلى بعض، وهذا يشير ضمنًا إلى أن فيزياء هذه الأنظمة بسيطة، بمعنى أنها مقيدة بالكهرومغناطيسية والجاذبية، وهما نظريتان تفتقران إلى المقاييس

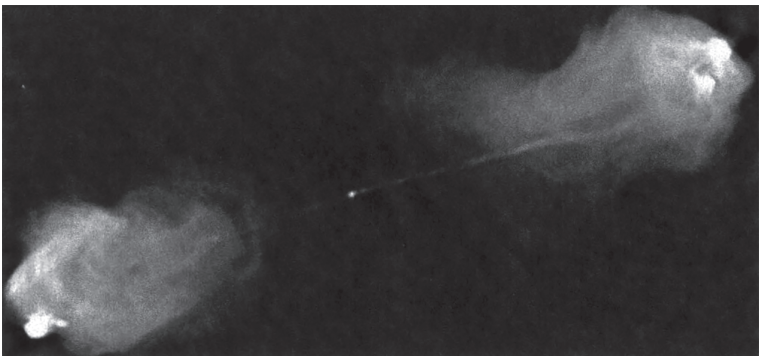


شكل ٤-٩: القياسات الهندسية الخاصة بالجِرم SS433. تنبعث النفاثات في اتجاهَين متعاكسَين، وتجتاح سطح مخروط. يفتح هذا المخروط بزاويةٍ نصفية تبلغ ٢٠ درجة، ويميل محوره بزاوية ٨٠ درجة عن خط الرؤية نحو الأرض.



شكل ٤-١٠: صورة راديوية للنفاثات الحلزونية للثنائية النجمية SS433.

الطبيعية. على النقيض من ذلك، تنطوي جميع الظواهر تقريبًا على كوكب الأرض على ميكانيكا الكم، التي تقدِّم مقياسًا من خلال ثابت بلانك (h)، الذي يساوي ٦,٦ × ١٠$^{-٣٤}$ جول لكل ثانية. النجوم والكواكب والوسط البينجمي، كلها تخضع لمقاييس تفرضُها عليها ميكانيكا الكم وثابت بلانك. يبدو أن النفاثات ظاهرةٌ نادرةٌ مستقلة عن ثابت بلانك. ونظرًا لبساطتها، قد تتخيل أننا نفهم كيف تتشكَّل. ولكن لسوء الحظ هذا بعيدٌ كل البعد عن الحقيقة.



شكل ٤-١١: صورة راديوية لمجرَّة الدجاجة «أ» الراديوية. تنبعث نفاثات رفيعة من نواة المجرَّة وتصطدم بالغاز المحيط بالمجرَّة على مسافة تزيد على ٦٠ كيلوفرسخًا.

النفاثات الدافعة

على الرغم من أننا لا نفهم تكوين النفاثات بشكلٍ كامل، نعتقد أننا نفهم مبادئها الأساسية. فقد رأينا أننا نتوقع أن الأقراص التراكمية تتخللها خطوط المجال المغناطيسي المستمرة في التضخم. في الفصل الثالث، رأينا أن سطح الشمس تتخلله أيضًا خطوط المجال المغناطيسي الممتدة والملتوية باستمرار، وأن إطلاق الطاقة المغناطيسية عن طريق إعادة توصيل خطوط المجال في البلازما المنخفضة الكثافة فوق الغلاف الضوئي يدفع رياحًا من البلازما بعيدًا عن الشمس، وبعيدًا عن الأرض، وإلى الفضاء بين النجوم. لا بد أن شيئًا مشابهًا جدًّا يحدث فوق مستوى منتصف القرص التراكمي وتحته؛ لذلك يمتلئ الفضاء فوق القرص وتحته بغازٍ ساخن جدًّا لدرجة لا يمكن لمجال جاذبية الجِرم احتواؤها؛ ومن ثَم يتدفق بعيدًا عن الجرم. ولكن في هذه الحالة، على عكس الأمر في حالة الشمس، يتم توجيه التدفق بطريقةٍ ما إلى نفَّاث ضيق. من المحتمل أنه بسبب الدوران المنتظم للقرص، يجري احتواء الغاز الخارج بواسطة لولب من خطوط المجال التي تلتفُّ حول الغاز الخارج، كما تلتفُّ الأفعى العاصرة حول فريستها لسحقها. يحدُّ التوتُّر في خطوط المجال هذه من توسُّع الغاز الفائق الحرارة في الاتجاهات العمودية على محور دوران القرص؛ لذلك يتمدد الغاز بدلًا من ذلك في اتجاه محور الدوران، ويتسارع، ويبرد

أثناء ذلك. وبهذه الطريقة يتشكَّل عمودٌ ضيق من الغاز يتحرك بسرعة تفوق سرعة الصوت بكثير.

لا بد أن تحدث العملية التي وصفناها للتو عند العديد من أنصاف الأقطار في وقتٍ واحد، وهذه نتيجة للطبيعة ذات التوسع الحر لديناميكا الأقراص. عند أنصاف الأقطار الكبيرة يكون القرص أكثر برودة، ويدور على نحوٍ أبطأ منه عند أنصاف الأقطار الصغيرة؛ لذلك نتوقع أن يحقِّق الغاز المتسارع من أنصاف الأقطار هذه سرعةَ تدفُّق نهائية أقل من الغاز المتسارع من أنصاف الأقطار الصغيرة. ومن ثَم نتوقع أن يكون النفَّاث بنية متداخلة ذات لُب سريع محاط بأسطوانات تنخفض فيها سرعة التدفق تدريجيًّا للخارج. وفي حين لا يتجاوز التدفق في القرص أبدًا كونه تدفقًا نسبيًّا معتدلًا (الفصل السادس)، فإن النفاثات الفائقة النسبية ينتجها التراكم على النجوم النيوترونية، وكذلك على الثقوب السوداء. ولكننا لا نفهم كيف تحقِّق الطبيعة هذا الإنجاز الباهر.

النفاثات العالية الكفاءة

يتطلب ظهور النفاثات المتداخلة من كلا جانبَي القرص التراكمي تغييرًا كبيرًا في نموذج القرص التراكمي، الذي تناولناه في قسم «ديناميكا الأقراص الأساسية» في بداية الفصل. فقد استند هذا النموذج على افتراضٍ مفادُه أن معدل تدفُّق المادة عَبْر القرص هو نفسه عند جميع أنصاف الأقطار. إذا غادر الغاز القرص عند كل نصف قطر ليتدفق خارجًا في النفاث، فلا بد أن ينخفض معدَّل تدفُّق المادة عَبْر القرص كلما تحركنا نحو الداخل. علاوةً على ذلك، كانت اللزوجة سابقًا هي الآلية التي تحمل الزخم الزاوي للخارج بمعدَّل حمل تدفق المادة للزخم الزاوي نفسه للداخل. في حالة وجود نفاث، لا تكون اللزوجة هي الآلية الوحيدة التي تأخذ الزخم الزاوي الذي يحمله تدفُّق المادة بعد نصف القطر r؛ إذ يحمل النفاث الزخم الزاوي بعيدًا عن كل نقطةٍ داخلية إلى نصف القطر؛ لذلك يكون تدفُّق اللزوجة للزخم الزاوي عند نصف القطر أصغر مما سيكون عليه في حالة عدم وجود النفاث. نظرًا لأن هذا التدفق للزخم الزاوي مسئول عن ثلاثة أرباع الحرارة المُدخَلَة عند نصف القطر، فإن إدخال النفاثات يؤدي إلى تبريد القرص وإشعاعه بشكلٍ أقل قوة. في الواقع، يجري تحويل الطاقة الخارجة من القرص من حرارة (على شكل إشعاع) إلى طاقةٍ ميكانيكية (على شكل طاقةٍ حركية للتيار النفاث). تشير الملاحظات

إلى أن هذا التحويل يمكن أن يكون شبه كامل؛ حيث تظهر معظم الطاقة المنبعثة من القرص التراكمي على شكل طاقةٍ حركية.

علم الفلك الزمني

درسنا الأقراص التراكمية التي وصلَت إلى حالة استقرار. ولكن إضاءة الأقراص التراكمية في الواقع تميل إلى التغيُّر بشكلٍ كبير، ويمكن معرفة الكثير عن القرص والنظام الذي يقع فيه من خلال مراقبة «منحنى الضوء» للنظام، وهو التغير في الإضاءة بمرور الزمن. ويمكننا الحصول على المزيد من المعلومات بقياس الطيف الضوئي للقرص في أوقاتٍ مختلفة.

في بعض الأنظمة، تسقط كميةٌ كبيرةٌ من الغاز بانتظام على منطقةٍ صغيرةٍ من القرص التراكمي. ثم تنتشر المادة بسرعة بفعل الدوران التفاضلي لتُشكِّل حلقةً ذات كثافةٍ عالية. وعلى مدًى زمني أطول، تنقل اللزوجة الزخم الزاوي من الحافة الداخلية للحلقة إلى الحافة الخارجية، مما يؤدي إلى تحرُّك الحافة الداخلية للداخل والحافة الخارجية للخارج. وهكذا تصبح الحلقة الرفيعة العالية الكثافة منطقة تتسع باستمرار. وكما أن أنصاف الأقطار المختلفة داخل قرص في حالة استقرار تصل إلى درجات حرارة مختلفة، ترتفع كذلك درجة حرارة الحافة الداخلية للحلقة، فيما تنخفض درجة حرارة الحافة الخارجية. ومن ثَم يتطور الطيف الإشعاعي المنبعث من الحلقة بأكملها بعيدًا عن طيف الجسم الأسود القريب نحو نوع الطيف المنبعث من قرص في حالة استقرار. يتناسب الزمن الذي يحدث فيه هذا التطور عكسيًّا مع مقدار اللزوجة، وهو ما لم يكن علينا معرفته لاستنتاج خصائص القرص في حالة الاستقرار.

في بعض الأنظمة، تكون الاندفاعاتُ في الإضاءة ناتجةً عن ترسُّب كتلة من الغاز على القرص التراكمي كما هو موصوف أعلاه، ولكن في أنظمةٍ أخرى تكون الاندفاعات ناتجة عن تغييراتٍ مفاجئة في مقدار اللزوجة. فعندما تكون اللزوجة منخفضة، تستغرق المادة وقتًا طويلًا للتحرُّك عَبْر القرص؛ ومن ثَم عندما يكون القرص في حالة استقرار، فإن معدل تراكم معيَّن على النجم يتوافق مع كثافةٍ كبيرة للغاز في القرص التراكمي. وعلى العكس، عندما تكون اللزوجة كبيرة، تكون الكثافة في حالة الاستقرار داخل القرص منخفضة، ولكن الإضاءة تبقى ثابتة. وهكذا، فإن الزيادة المفاجئة في اللزوجة داخل قرصٍ وصل إلى حالة استقرار تتسبَّب في تصريف المادة من القرص نحو النجم على نحوٍ أسرع

من معدل سقوطها على القرص، مما يؤدي إلى زياداتٍ كبيرة في الإضاءة قبل أن تعود إلى قيمتها الأصلية مع اقتراب حالة الاستقرار ذات اللزوجة العالية.

ولكن ما السبب في تحوُّل اللزوجة بين القيم العالية والمنخفضة؟ هذا الأمر غير مفهوم بشكلٍ كامل، ولكن الآلية ربما تكون مرتبطة بحقيقة أن اللزوجة تُولِّدها الاضطرابات داخل القرص، وأن هذه الاضطرابات نفسها تستمد طاقتها من اللزوجة. لذلك، في حالة اللزوجة المنخفضة، تكون الدوامات المضطربة صغيرة، وتُولِّد لزوجةً منخفضة، بينما تُولِّد الدوامات الكبيرة لزوجةً كبيرة في حالة اللزوجة العالية.

تنتقل العديد من «ثنائيات الأشعة السينية» المنخفضة الكتلة بانتظام بين حالة يكون فيها للنظام طيفُ أشعةٍ سينية منخفض الطاقة، وحالةٍ أخرى يكون فيها الطيف عالي الطاقة مع إضاءة أقل؛ حيث يتأرجح النظام، الذي يحتوي على ثقبٍ أسود أو نجمٍ نيوتروني تراكمي، بين الحالات المنخفضة الطاقة ذات الإضاءة العالية والعالية الطاقة ذات الإضاءة المنخفضة. غالبًا، ولكن ليس دائمًا، تنبعث نفاثاتٌ نسبية عندما ينتقل النظام من حالته المنخفضة الطاقة ذات الإضاءة العالية إلى حالته العالية الطاقة ذات الإضاءة المنخفضة. يُعتقد أن هذا التحول يحدث عندما يُطرد الغاز القريب من مركز القرص التراكمي على طول محور الدوران، مما يترك منطقةً منخفضةَ الكثافة حول الجِرم التراكمي. في الحالة المنخفضة الطاقة ذات الإضاءة العالية، تشعُّ المنطقة المركزية الكثيفة مثل جسمٍ أسود، بينما في الحالة العالية الطاقة ذات الإضاءة المنخفضة يكون الغاز متناثرًا للغاية لدرجة لا يمكنه معها إنتاج عددٍ كبير من الفوتونات. ولكنه على الرغم من ذلك يُسهِم في إضاءة النظام من خلال «تشتُّت كومبتون العكسي»؛ حيث يصطدم إلكترون نسبي بفوتون. وكما أن ركلة لاعب كرة القدم تضيف طاقةً للكرة في الركلات الحرة، يمكن للإلكترون أن يزيد كثيرًا من طاقة الفوتون. بهذه الطريقة، يمكن لفوتون الأشعة تحت الحمراء أن يتحول إلى فوتون أشعة سينية أو حتى فوتون أشعة جاما، مما يُكسب طيف الجِرم طاقةً أعلى. تُعرَف ثنائيات الأشعة السينية التي تطلق أحيانًا نفاثات باسم «النجوم الزائفة المصغرة».

تتسبَّب النفاثات في زيادة إضاءة في التردد الراديوي للنجوم الزائفة المصغرة بمقدار نحو ١٠٠ مرة، وسنناقش فيزياء النفاثات في الفصل السادس. ومن ثَم، في الترددات الراديوية تكون هذه المصادر أكثر تغيُّرًا مقارنةً بالأشعة السينية، وعندما تكون «عالية التردد الراديوي»، تهيمن النفاثات على انبعاثها الراديوي.

لقد رأينا أن الثقوب السوداء التي تمدُّ النجوم الزائفة بالطاقة تمتلك أنصاف أقطار (نصف قطر شفارتزشيلد) أكبر بنحو ٨١٠ مرة من أنصاف أقطار الثقوب السوداء ذات الكتل النجمية التي تمدُّ بعض ثنائيات الأشعة السينية بالطاقة. السرعة المميزة لكلا النوعَين من الأنظمة هي نفسها — جزء كبير من سرعة الضوء — لذلك نتوقع أن تختلف النجوم الزائفة على فتراتٍ زمنية أطول بنحو ٨١٠ مرة من الفترات الزمنية التي تتغير فيها ثنائيات الأشعة السينية. على سبيل المثال، تُعادل الثانية الواحدة في حياة ثنائي الأشعة السينية ثلاث سنوات في حياة النجم الزائف، وتُعادل سنة تقريبًا من التغييرات في الحالة لثنائي الأشعة السينية ١٠٠ مليون سنة بالنسبة إلى النجم الزائف. لذلك، خلال حياتنا القصيرة، لا يمكننا أن نتوقع مراقبة تغييرات الحالة للنجوم الزائفة، ولكننا نتوقع أن نجد المجموعة الواحدة منها مقسومة إلى مجموعتَين؛ واحدة منخفضة التردد الراديوي والأخرى عالية التردد الراديوي. في الواقع، قبل التعرف على العلاقة بين النجوم الزائفة والنجوم المصغرة، قُسِّمَت النجوم الزائفة إلى نجومٍ زائفة منخفضة التردد الراديوي ونجومٍ زائفة عالية التردد الراديوي، وقد وُجِد أن أكثر من ٩٠ في المائة من النجوم الزائفة تكون منخفضة التردد الراديوي. تتناسب هذه النسبة مع الجزء الزمني الذي تكون فيه النجوم الزائفة المصغرة منخفضة التردد الراديوي.

عند الطرف الأزرق للطيف الكهرومغناطيسي (الأشعة السينية أو الأشعة فوق البنفسجية، حسب طبيعة الجِرم التراكمي)، يظهر تذبذب في سطوع العديد من الأنظمة التراكمية بتردٍ مميز يُطلق عليه «التغير شبه الدوري». ونظرًا لأن التغير شبه الدوري يتركز عند الطرف الأزرق للطيف، وهو الطيف الذي تهيمن عليه الانبعاثات من الحافة الداخلية للقرص، يُعتقد أن التردد المميز هو تردُّد المدار عند الحافة الداخلية للقرص. ومن ثَم، يزوِّدنا ذلك بمعلومات عن طبيعة الجِرم التراكمي.

في النجوم الزائفة المصغرة، يتميز التغير شبه الدوري بفترة زمنية تبلغ ملِّي ثانية؛ ومن ثَم تكون الفترة الزمنية المكافئة في النجوم الزائفة هي يومًا واحدًا. تكون سعة هذه التقلبات الأسرع صغيرة. على مدى فترةٍ زمنيةٍ أطول ببضع مئات من المرات، يمكن أن تتغير إضاءة الأشعة السينية للنجم الزائف المصغر بنسبةٍ كبيرة من قيمته، وتحدث تقلباتٌ مشابهة في النجوم الزائفة على مدى فترة زمنية تُقدَّر بسنة. لهذه التقلبات أهميةٌ تشخيصية كبيرة.

فعلى سبيل المثال، يمكن استخدام هذه التقلبات لتقدير كتلة الثقب الأسود للنجم الزائف. فعندما تزداد إضاءة القرص التراكمي، يُحفَّز الغاز في السُّحب التي تدور حول

الثقب الأسود على مسافةٍ معيَّنة بفعل الفوتونات المُؤيِّنة المنبعثة من القرص الداخلي، مما يؤدي إلى تعزيز انبعاث خطوط الطيف المرئي والأشعة فوق البنفسجية. ولكن ثمَّة تأخيرٌ زمني T بين زيادة إضاءة القرص التراكمي وتعزيز انبعاث هذه الخطوط؛ حيث يحتاج الإشعاع المُؤيِّن إلى وقت ليقطع المسافة $r = cT$ من النجم الزائف إلى الغاز المداري. يمكن تقدير سرعة المدار v للغاز المصدر من عرض خطوط الانبعاث؛ ومن ثَم باستخدام المعادلة $v^2 = GM/r$ لسرعة المدار الدائري، نجد أن كتلة الثقب الأسود هي cTv^2/G.

بالتزامن مع التأثير القوي لعدسة الجاذبية (الفصل السادس)، يمكن استخدام تقلبات إضاءات الأقراص التراكمية للنجوم الزائفة لتحديد مقياس الكون والبحث عن تكتلات المادة المظلمة.

الفصل الخامس

الأنظمة الكوكبية

بدأ علم الفيزياء الفلكية بدراسة نيوتن لديناميكا النظام الشمسي (الجدول ٥-١)، وما يزال العمل على فهم كيفية تشكُّل النظام الشمسي وتطوُّره إلى حالته الحالية في طليعة اهتمامات الفيزياء الفلكية حتى يومنا هذا.

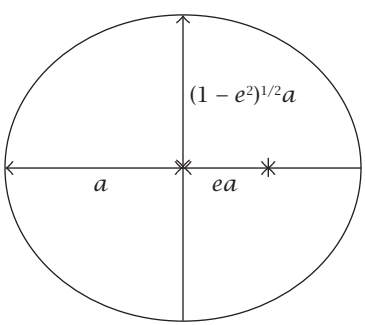
في عام ١٩٩٥، أعلن ميشيل مايور وديدييه كيلوز اكتشاف كوكب يدور حول النجم ٥١ بيجاسي، وهو نجم لا يختلف عن الشمس. منذ ذلك الحين، اكتُشِف نحو ١٠٠٠ نظام كوكبي خارج المجموعة الشمسية، ويُشكِّل فهم كيفية تكوُّن هذه الأنظمة وتطورها إلى حالتها الحالية أثرًا عميقًا في طريقة تفكيرنا في نظامنا الكوكبي، بل في مكاننا في الكون. يتطور فهمنا لتشكُّل النظم الكوكبية وتطوُّرها بسرعة، لكننا ما زلنا لا نعرف مدى تفرُّد نظامنا.

ديناميكا الأنظمة الكوكبية

أثبت نيوتن أنه إذا تحركَت الكواكب في مجال جاذبية الشمس وحدها، فإن مداراتها ستكون إهليلجية (الشكل ٥-١). وكان مدركًا أن هذا الإثبات ليس سوى بداية رحلةٍ طويلةٍ نحو فهم الديناميكا الكاملة للنظام الشمسي؛ لأن الكواكب لها كتل غير صفرية، ويجب أخذ تأثير الجاذبية المتبادلة بين الكواكب في الاعتبار. كانت هذه المهمة في طليعة الفيزياء الرياضية خلال فترة الـ ٢٥٠ عامًا التالية. تُوجَت هذه الجهود بعمل أوربان لو فيرييه (١٨١١–١٨٧٧)، الذي أثبت أن الفيزياء النيوتنية اكتشفَت شذوذًا طفيفًا للغاية في مدار عطارد. وفي عام ١٩١٦، كانت إحدى الحُجَج لصالح صحة نظرية النسبية الجديدة كليًّا لأينشتاين هي أنها تفسر هذا الشذوذ بشكلٍ طبيعي للغاية.

جدول ٥-١: النظام الشمسي: يشير الرمز $\mathcal{M}_\oplus$ إلى الكتلة الأرضية، بينما يشير الرمز P_J إلى الفترة المدارية لكوكب المشتري. نُدرج بلوتو هنا، على الرغم من أن الاتحاد الفلكي الدولي قد سلبه في عام ٢٠٠٦ شرف اعتباره كوكبًا، بحجة أنه مجرد جِرمٍ كبير في حزام كايبر.

الكوكب	$M/\mathcal{M}_\oplus$	a/AU	الاختلاف المركزي (e)	زاوية الميل (i)	الفترة	$P : P_\mathrm{J}$
عطارد	٠,٠٥٥	٠,٣٨٧	٠,٢٠٦	٦,٣٤	٠,٢٤١	٤٩,٢:١
الزهرة	٠,٨١٥	٠,٧٢٣	٠,٠٠٧	٢,١٩	٠,٦١٥	١٩,٣:١
الأرض	١	١	٠,٠١٧	١,٥٨	١	١١,٩:١
المريخ	٠,١٠٨	١,٥٢٤	٠,٠٩٣	١,٦٧	١,٨٨١	٦,٣١:١
المشتري	٣١٧,٨	٥,٢٠٣	٠,٠٤٩	٠,٣٢	١١,٨٦	
زحل	٩٥,١٥	٩,٥٨٢	٠,٠٥٦	٠,٩٣	٢٩,٤٦	١:٢,٤٨
أورانوس	١٤,٥٤	١٩,١٩	٠,٠٤٧	١,٠٢	٨٤,٠٢	٧,٠٨:١
نبتون	١٧,١٥	٣٠,٠٧	٠,٠٠٩	٠,٧٢	١٦٤,٨	١:١٣,٩
بلوتو	٠,٠٠٢	٣٩,٢٦	٠,٢٤٥	١٧,١	٢٤٧,٧	١:٢٠,٩



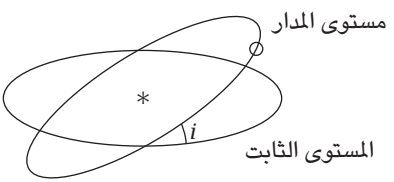
شكل ٥-١: قطع ناقص مداري ذو اختلاف مركزي (e) يساوي ٠,٥. طول المحورَين الرئيسيَّين a و$\sqrt{1 - e^2}a$. يقع مركز الجذب، المميز بنجمة، على مسافة ea من مركز القطع الناقص.

في الـ ٢٠ عامًا الأخيرة، أعادت تطوراتٌ جديدة الاهتمامَ بديناميكا الكواكب. أول هذه التطورات كان توفُّر أجهزة الكمبيوتر السريعة والرخيصة نسبيًّا، مما جعل من الممكن لأول مرة دمج المعادلات الكاملة للحركة عَبْر مليارات السنين، وثانيها كان اكتشاف الأنظمة الكوكبية خارج المجموعة الشمسية، التي هي في الغالب مختلفة اختلافًا كبيرًا عن نظامنا، مما دفع الفيزيائيين الفلكيين للتساؤل عن السبب في ذلك، وعما يمكن أن يخبرنا به عن النظام الشمسي.

الكواكب المضطربة

نظرًا لأن كتل الكواكب أصغر بكثيرٍ من كتلة الشمس، فإن النهج الطبيعي لدراسة ديناميكا الكواكب هو استخدام «نظرية الاضطراب»؛ حيث نضع الكواكب على مداراتها كما لو كانت جميعها عديمة الكتلة، ثم نسأل كيف سيتطور مدار كوكبٍ معين استجابةً للقوة المؤثِّرة فيه من الكواكب الأخرى. في هذا الإطار، يكون مدار الكوكب دائمًا أحد المدارات الإهليلجية لنيوتن حول الشمس، ولكن المدار يتغير تغيُّرًا بطيئًا استجابةً للاضطرابات الناجمة عن الكواكب الأخرى.

الأعداد الرئيسية التي تصف المدار الإهليلجي هي «المحور شبه الرئيسي» a، الذي يتحكم في طاقة المدار $(E = -GM/2a)$، و«الاختلاف المركزي» e، الذي يصف شكل الإهليلج (الشكل ٥-١)، و«الميل» i، الذي يمثل الزاوية بين مستوى الإهليلج و«المستوى الثابت»، وهو مستوًى تخيلي يُحدَّد بزخم النظام الشمسي الزاوي (الشكل ٥-٢). يسرد الجدول ٥-١ هذه الكميات لكواكب الشمس. نستخدم نظرية الاضطراب لحساب مدى تغيُّر هذه القيم بمرور الوقت.



شكل ٥-٢: الميل i هو الزاوية بين المستوى الثابت ومستوى مدار الكوكب.

يُعتبر الزخم الزاوي كمية حاسمة في ديناميكا الكواكب، كما هي الحال في ديناميكا الأقراص التراكمية (الفصل الرابع). بالنسبة إلى محور شبه رئيسي ثابت a، يكون الزخم الزاوي

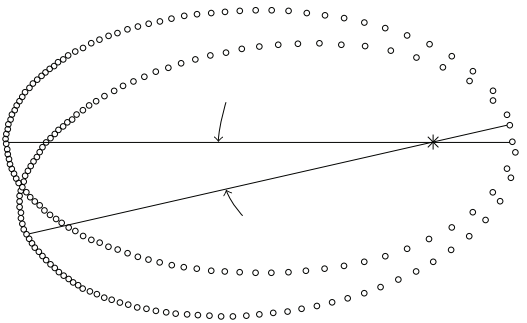
$$L = \sqrt{1 - e^2}\sqrt{GMa} \tag{5-1}$$

أكبر عندما يكون الاختلاف المركزي $e = 0$ والمدار دائريًّا، وينخفض إلى الصفر مع اقتراب e من القيمة واحد.

نتخيل أن كتلة كل كوكب موزَّعة على مداره؛ بحيث يتحول كل مدار إلى سلكٍ إهليلجي الشكل بكثافةٍ غير منتظمة قليلًا، وتكون الكثافة أكبر في النقطة الأبعد عن الشمس؛ حيث تكون حركة الكوكب أبطأ (الشكل ٥-٣). تتجاذب هذه الأسلاك بفعل الجاذبية، ولكونها إهليلجية الشكل ولا تقع في المستوى نفسه، فإنها تبذل عزمًا (الفصل الرابع) بعضها على بعض كما هو مبين في الشكل ٥-٣. يعطي العزم معدل التغير في الزخم الزاوي (الفصل الرابع)؛ ومن ثَم تتبادل الكواكب الزخم الزاوي. وبقَدْر ما يكون من المناسب تقريب الكواكب كأسلاكٍ إهليلجية الشكل، فإن الكواكب لا تتبادل الطاقة؛ ومن ثَم يظل المحور شبه الرئيسي a ثابتًا بينما يتغير الاختلاف المركزي e.

إذا كانت الكواكب ذات كتلةٍ ضئيلةٍ جدًّا، فإن اتجاه المحور الطويل لكل إهليلج كوكبي سيبقى ثابتًا في الفضاء. وإذا كان تأثير كتلة النظام الكوكبي مشابهًا لتأثير قرصٍ رقيق متماثل المحور من المادة في المستوى غير المتغير، فإن المحاور الطويلة للإهليلجات الكوكبية ستدور ببطء في الاتجاه المعاكس لدوران الكواكب حول إهليلجاتها. يُطلق على هذا الحركة العكسية للمحاور الطويلة اسم «المبادرة».

في هذا النموذج المحوري المتماثل للنظام الكوكبي، لكل كوكب تردُّد مبادرة خاص به. ونتيجةً لذلك، يتغير اتجاه عزم الدوران الذي يمارسه كوكب على آخر باستمرار؛ لأن الزاوية بين المحورَين الطويلَين لإهليلجي الكوكبَين تتغير مع مرور الوقت؛ بحيث ينتقل الزخم الزاوي من الكوكب الأول إلى الثاني بقَدْر ما ينتقله من الثاني إلى الأول. في ظل هذه الظروف، يتذبذب الاختلاف المركزي لمدار كل كوكب قليلًا، ولكن لا يحدث أي شيء أكثر إثارة للاهتمام. وعلى وجه الخصوص، تستمر الزاوية بين المحورَين الطويلَين لإهليلجي الكوكبَين في التزايد.



شكل ٥-٣: يظهر موقعان لكوكبَين على مدارَين متشابهَين في ١٠٠ نقطة زمنية موزَّعة على نحوٍ متساوٍ. نمثل كل كوكب بسلكٍ إهليلجي الشكل كثافته الكُتلية متناسبة مع كثافة النقاط المرسومة هنا. تُظهر الأسهم اتجاه عزم الدوران الذي يتعرض له كل إهليلج نتيجة جذب الجاذبية للإهليلج الآخر.

قد يقترب تردُّدا المبادرة Ω_1 وΩ_2 لكوكبَين من «الرنين»؛ أي إن:

$$n_1\Omega_1 \simeq n_2\Omega_2 \tag{5-2}$$

حيث n_1 وn_2 عددان صحيحان صغيران. عندئذٍ، يمكن للكوكب الأول أن ينقل الزخم الزاوي إلى الكوكب الثاني لفترة زمنية كافية بحيث يتغير الاختلاف المركزي لكل كوكب بشكلٍ كبير. مع تغيُّر الاختلاف المركزي للكوكب، يتغير أيضًا معدل مبادرته؛ ومن ثَم يصبح معدل زيادة الزاوية بين المحورَين الطويلَين للإهليلجَين غير منتظم. في الواقع، يمكن أن تتذبذب هذه الزاوية بدلًا من أن تتزايد باستمرار. نقول إن الزاوية بين الإهليلجَين «تتحرر» ولا «تدور» كما هي الحال عند عدم وجود حالة الرنين، كما في المعادلة (5-2).

تُعدُّ حالات الرنين المشابهة للحالات الموصوفة للتو مفتاحًا لفهم العديد من الظواهر في أي فرع من فروع الفيزياء؛ حيث تكون الاضطرابات الصغيرة مؤثِّرة؛ لأن الاضطراب الصغير لا يصبح ذا أهمية إلا إذا استمرَّ في التأثير بالطريقة نفسها لفترة طويلة. في غياب الرنين، يتغير اتجاه الاضطراب باستمرار، مما يجعل تأثيره المتوسط زمنيًّا معدومًا، ولكن الرنين يمنح اضطرابًا ضعيفًا فرصة للعمل في الاتجاه نفسه لفترة طويلة، مما يؤدي إلى إحداث تغييرٍ كبير.

يُطلَق على الرنين الذي ينشأ عند إحلال الأسلاك الإهليلجية محل الكواكب اسم «الرنين العلماني»، وذلك لتمييزه عن الرنين الأساسي الأكثر جوهرية بين التردُّدات التي تتحرك بها الكواكب حول مداراتها الإهليلجية، وفي نموذج السلك، نتجاهل هذه الحركة بإيجاد المتوسط الرياضي. يُقال إن كوكبَين في حالة «رنين متوسط الحركة» إذا وُجد عددان صحيحان صغيران n_1 وn_2 بحيث نحصل على المعادلة التالية:

$$n_1\Omega_{\varnothing 1} \simeq n_2\Omega_{\varnothing 2} \tag{5-3}$$

تتمتع الكواكب التي تقع في رنين متوسط الحركة بالقدرة على تبادل الطاقة بالإضافة إلى الزخم الزاوي. ومن ثَم يمكن أن يتغير المحور شبه الرئيسي a لكلٍّ منهما إلى جانب الاختلاف المركزي.

ولادة الكواكب

يُحيط بالنجم حديث العهد جدًّا بالتكوُّن قرص يُراكم المادة منه. ومع ازدياد كتلة النجم، ترتفع درجة الحرارة في لُبه (الفصل الثالث)، وإذا تجاوزَت كتلته ٠٫٠٨ كتلة شمسية، تبدأ عمليات الاحتراق النووي داخله (الفصل الثالث). ومع ازدياد إضاءة النجم، تعمل إشعاعاته على تسخين القرص المحيط به، مما يؤدي إلى هروب الغاز الدافئ من مجال جاذبية النجم الشاب إلى الفضاء البينجمي. لكن جُسيمات الغبار في القرص تكون أكثر كتلة من أن تتمكن من الهروب، مما يؤدي إلى ارتفاع نسبة الغبار إلى الغاز في القرص مع استمرار تسخين النجم له. في هذا القرص المتزايد الغبارية، تتصادم جُسيمات الغبار وتندمج لتكوين جُسيمات أكبر. في النهاية، تصل بعض جُسيمات الغبار الأكثر ضخامة إلى أقطار تصل إلى عدة كيلومترات، مما يجعل مجالات جاذبيتها قوية بما يكفي لتغيير سرعات الغاز والغبار المحيط بها بشكلٍ ملحوظ. وهكذا تتكون «الكويكبات».

تتصادم الكويكبات تدريجيًّا وتندمج لتكوين كويكباتٍ أكبر فأكبر. وتؤدي الجاذبية الذاتية للكويكبات الضخمة إلى تشكيلها في أجرامٍ كرويةٍ منتظمة؛ حيث تستقر المواد الأكثر كثافة في المركز بينما ترتفع المواد الأقل كثافة إلى السطح. تُعرَف هذه الأجرام بالألباب الكوكبية.

إذا تشكَّل لُب ضخم مبكرًا، قبل أن يتلاشى الغاز عند نصف القطر، فقد يتمكن اللُّب من جذب بعض الغاز إلى مجال جاذبيته. بهذه الطريقة، تشكَّلَت الكواكب الخارجية

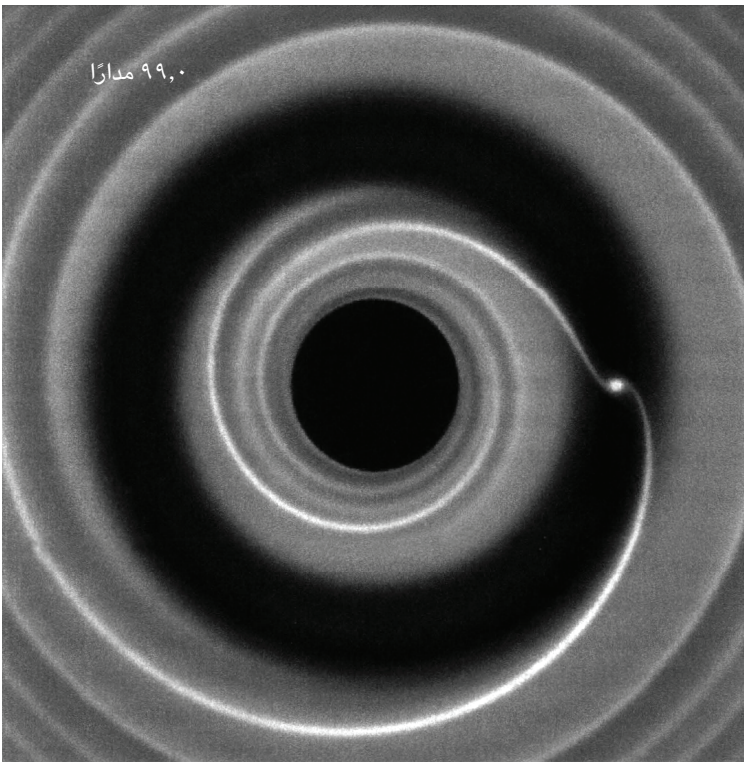
العملاقة مثل المشتري، وزحل، وأورانوس، ونبتون، فيما لم تتمكن الكواكب الداخلية مثل عطارد، والزهرة، والأرض، والمريخ من اكتساب كمياتٍ كبيرة من الغاز؛ لأن مجالات جاذبيها لم تكن قوية بما يكفي للاحتفاظ بالهيدروجين والهيليوم في ظل درجات الحرارة المرتفعة السائدة في الجزء الداخلي من النظام الشمسي.

تطوُّر الأنظمة الكوكبية

في المراحل المبكرة، عندما لا تكون لجُسيمات الغبار مجالاتٌ جاذبية ذات ثِقلٍ ديناميكي، يكون كل شيء، سواء الغاز أو الغبار، في مدارات شبه دائرية تقع في المستوى الثابت للنظام. لاحقًا، يولِّد مجال الجاذبية لكل كوكبٍ شاب موجةً حلزونية عَبْر القرص (الشكل ٥-٤). يخضع الكوكب لجاذبية الأجزاء القريبة ذات الكثافة الزائدة في الحلزون. تجذبه المنطقة الداخلية في اتجاه الدوران، مما يتيح له اكتساب الزخم الزاوي من هذه المنطقة، وتجذبه المنطقة الخارجية للخلف مما يُفقده الزخم الزاوي لصالحها. تُظهر الحسابات التفصيلية أن الكوكب يفقد زخمًا زاويًّا أكثر مما يكتسبه. إذا كان الكوكب ذا كتلةٍ كبيرةٍ نسبيًّا، فإن هذه التبادلات في الزخم الزاوي تؤدي إلى تكوين حلقةٍ منخفضة الكثافة حول الكوكب. وتُمتَص المادة التي كانت موجودة في هذه «الحلقة المُفرَغة» داخل الكوكب أو تُدفع إلى خارج حدود الحلقة.

عندما يفقد الجسم المداري زخمه الزاوي، فإنه يتحرك نحو الداخل. لذلك يتحرك الكوكب ببطء نحو النجم. وتتحرك المادة الموجودة خارج الحافة الداخلية للحلقة المُفرغة نحو الداخل أيضًا نتيجة فقدانها للزخم الزاوي لصالح الكويكب، ولكن ما دام الغاز متوفرًا بكثرة، تنقل اللزوجة الزخم الزاوي إلى الخارج عَبْر القرص بسرعةٍ كافيةٍ لتعويض الزخم الزاوي الذي فقده الكوكب. وبالمثل، خارج الحافة الخارجية للحلقة المُفرغة، تحمل اللزوجة الزخم الزاوي الذي يوفره الكويكب وتمنع الحافة الخارجية من التحرك نحو الخارج. وهكذا يتحرك الكوكب وحلقته المُفرغة ببطء نحو الداخل، «وفي عقبه» مادة القرص بحيث يبقى على اتصالٍ جاذبي جيد مع الكوكب على جانبَي الحلقة المُفرغة.

تختلف معدلات انجراف الكواكب نحو الداخل؛ لذا يمكن أن تلامس الحافة الداخلية للحلقة المُفرغة لأحد الكواكب الحافة الخارجية للحلقة المُفرغة لكوكبٍ آخر. وتشير المحاكاة العددية للأقراص الغازية التي تحتوي على كواكبَ مضمَّنة إلى أنه قد يكون كوكبان في حالة رنين متوسط الحركة (راجع المعادلة (3-5))، مما يمكِّنهما من تبادل كلٍّ من



شكل ٥-٤: كوكب (في الوسط على اليمين) يدور حول نجم مركزي (غير مرئي) ويولِّد موجةً حلزونية داخل القرص الغازي المحيط به. من خلال هذه الموجة، يكتسب الكوكب زخمًا زاويًّا من الجزء الداخلي للقرص داخل مداره، ويفقد زخمًا زاويًّا لصالح الجزء الخارجي من القرص. تؤدي هذه التبادلات في الزخم الزاوي إلى تكوين منطقةٍ ذات كثافةٍ شبه معدومة حول الكوكب.

الطاقة والزخم الزاوي. اتضح أن هذه التبادلات تؤدي إلى تثبيت الكواكب في حالة رنين متوسط الحركة. ومن ثَم، يكتسب الكوكب الداخلي الطاقة والزخم الزاوي من الغبار والغاز الموجودَين خارج الحافة الداخلية لحلقته المُفرغة، فيما يمنح الكوكب الخارجي الطاقة والزخم الزاوي للغبار والغاز الموجودَين خارج الحافة الخارجية لحلقته المُفرغة. يُزوِّد الكوكب الداخلي الكوكب الخارجي بالقَدْر اللازم من الطاقة والزخم الزاوي اللازمَين

للحفاظ على كلا الكوكبَين في حالة الرنين المتوسطة الحركة. عندما يتبادل الكوكب الطاقة والزخم الزاوي مع القرص بمفرده، فإنه يفقدهما وينتهي به المطاف بالانجراف نحو الداخل. ولكن عندما يعمل كوكبان معًا، فلا يفقدانهما بالضرورة، وقد يتحركان ببطءٍ شديدٍ نحو الخارج أو نحو الداخل.

النظام الشمسي الشاب

يُعتقد أن كوكب زحل في فترة تكوُّنه المبكرة اصطدَم بالمشتري في فترة تكوُّنه المبكرة بالطريقة التي وصفناها، ودخل في حالة رنين متوسط الحركة بنسبة ٣:٢ مع المشتري (حيث تُعادل ثلاث سنوات على المشتري سنتَين على زحل)، ثم توقف الكوكبان عن الانجراف نحو الداخل بشكلٍ كبيرٍ بفضل عملهما المشترك. ثم جاء الكوكب التالي، الذي سنُسميه العملاق الجليدي الأول، وبتحركه نحو الداخل، واجه الزوج المشتري-زحل شبه الثابت، ودخل في حالة رنين متوسط الحركة على الأرجح أيضًا بنسبة ٣:٢ مع زحل، وأصبح النظام المكوَّن من ثلاثة كواكب مترابطة يتحرك ببطءٍ شديد في نصف القطر. ثم جاء الكوكب التالي، العملاق الجليدي الثاني، ودخل في حالة رنين متوسط الحركة مع العملاق الجليدي الأول. ربما بنسبة ٣:٤. وهكذا، بقيَت الكواكب الأربعة، بفضل عملها معًا، في أماكنها تقريبًا بينما كان النجم الشاب الشمس يبدِّد الغاز الموجود في القرص.

نظرًا لأن الزمن المداري حول النجم يزداد مع نصف القطر r بمعدل $r^{3/2}$، فإن الوقت اللازم لتراكم الغبار ليُشكِّل كويكبات وللكويكبات لتُشكِّل كواكب يزداد كلما ابتعدنا إلى الخارج، وعند مسافة تزيد على نحو ٢٠ وحدة فلكية، لم تكن هذه العملية قد اكتملَت عندما تلاشى الغاز بفعل الشمس. لذلك، لم يكن يتكوَّن عملاق جليدي ثالث بعد العملاق الجليدي الثاني، بل عدد كبير، نحو ١٠٠٠، من الأجرام بحجم بلوتو وعدد لا يُحصى من الكويكبات. بمجرد زوال الغاز، لم يكن هناك أي عامل يقلل من الاختلاف المركزي للكويكبات التي زادت بفعل مجالات جاذبية الأجرام بحجم بلوتو. أحاطت هذه المجموعة من الكويكبات والأجرام بحجم بلوتو بالكواكب الأربعة المرتبطة، لكنها لم تمتد إلى الحلقة المُفرغة الخاصة بالعملاق الجليدي الثاني. حزام كايبر الحالي للكويكبات هو السليل لهذه المجموعة، التي سنشير إليها باسم «حزام كايبر الأوَّلي» (PKB).

كان أحد العملاقَين الجليديَّين، ربما العملاق الجليدي الأول، يدور في مدار ذي اختلافٍ مركزي طفيف، وكان قادرًا على تبادل الطاقة والزخم الزاوي مع الكويكبات

الموجودة بالقرب من الحافة الداخلية لحزام كايبر الأولي عند نصف قطر أصغر من ٢٠ وحدة فلكية. لو لم يكن مقيدًا برنين متوسطة الحركة مع الكواكب الأخرى، لكان قد استجاب لهذا الفقد بالانتقال إلى مدارٍ شبه دائري بنصف قطر أصغر. ولكن نظرًا لأنه كان مقيدًا، فقد استجاب بالانتقال إلى مدار ذي اختلافٍ مركزي أكبر. لفترة من الزمن، استمر اختلافه المركزي في التزايد تدريجيًّا، إلى أن تسبَّب فجأة رنينٌ علماني داخل النظام المكوَّن من أربعة كواكب في الاختلاف المركزي للعملاق الجليدي الأول، مما أدى إلى تغيير زخم الكواكب الزاوي بطريقة أدت إلى كسر شروط الرنين المتوسطة الحركة.

عند كسر شروط الرنين، لم تعُد الكواكب قادرة على تبادل الطاقة؛ ومن ثَم فإن أي فقدان للزخم الزاوي سيؤدي إلى زيادة الاختلاف المركزي (انظر المعادلة 1-5). ارتفع الاختلاف المركزي للعملاقَين الجليديَّين بسرعة إلى قيمٍ كبيرة، مما أدى إلى أن يعبُر كلٌّ منهما مدار الآخر، وربما حتى مدار زحل. كانت هذه لحظةً خطيرة جدًّا على النظام الشمسي؛ لأنه في حالة ارتفاع الاختلاف المركزي للكوكب فمن المرجَّح أن يدفع الكواكب الأخرى إلى مداراتٍ ذات اختلافٍ مركزي مماثل، وبمجرد أن يصل كوكب المشتري إلى مدار ذي اختلافٍ مركزي مرتفع، فلن يمُر وقتٌ طويل قبل أن يدفع بجميع الكواكب الأخرى إما نحو الشمس أو خارج النظام الشمسي بالكامل.

سوف نرى لاحقًا أن كارثة من هذا النوع ربما حدثَت في العديد من الأنظمة الكوكبية. ونحن مدينون بوجودنا للحظ الجيد والدور الذي لعبه حزام كايبر الأوَّلي في تخفيف الاضطرابات المدارية. فمع ارتفاع الاختلاف المركزي للعملاقَين الجليديَّين، اخترقا حزام كايبر الأوَّلي، وبدآ يواجهان تقارباتٍ شديدة مع الكويكبات والأجرام بحجم بلوتو. أدى تشتُّت الأجرام داخل حزام كايبر الأولي إلى إخماد الاختلاف المركزي للعملاقَين الجليديَّين، مما سمح للنظام بالاستقرار في تكوينه الحالي. نبتون الآن في رنين متوسط الحركة بنسبة ٢:١ مع أورانوس، وفي مدار منخفض الاختلاف المركزي ومحور شبه رئيسي يساوي ٣٠,١ وحدة فلكية، مما دفع به عميقًا داخل حزام كايبر الأوَّلي. حتى مدار أورانوس نفسه يقع، على الأرجح، ضمن حزام كايبر الأوَّلي (انظر الجدول ٥-١). في بعض المحاكاة الحاسوبية لتطور النظام المكوَّن من أربعة كواكب بعد انهيار شرط الرنين، ينتهي الأمر بالعملاق الجليدي الأول في مدارٍ أصغر من مدار العملاق الجليدي الثاني، بينما في محاكاةٍ أخرى، ينتهي به الأمر في مدارٍ أكبر. لذا، نحن لا نعلم أي العملاقَين الجليديَّين هو كوكب نبتون.

عندما اجتاح العملاقان الجليديان حزام كايبر الأوَّلي، لم يتبقَّ من كواكبه سوى حوالي ٠٫٠٧ كتلة أرضية ($\mathcal{M}_{\oplus}$) مقارنةً بكتلته الأصلية التي تُقدَّر بنحو ٤٠ كتلة أرضية، وطُرِدَت جميع الأجرام بحجم بلوتو البالغ عددها ١٠٠٠ جِرم تقريبًا والعديد من الكويكبات خارج النظام الشمسي. على الرغم من ذلك، ظهر العديد من هذه الأجرام في مرحلةٍ ما داخل حزام كايبر الأوَّلي، وتعرَّضَت لتشتُّت بفعل الكواكب من عطارد إلى زحل، مما أدى إلى حفر أسطحها وإخماد اختلافها المركزي. في الواقع، يمكن تحديد معدل ارتطام الكويكبات بالقمر من خلال أنماط الفوهات الصدمية التي خلَّفتها، ومنذ فترةٍ طويلةٍ قبل أن تتضح لنا الصورة الحالية لتطور النظام الشمسي، كان معروفًا أن القمر تعرَّض لقصفٍ شديد متأخر (LHB) قبل حوالي ٠٫٧ مليار سنة من تكوُّن الشمس، الذي كان منذ ٤٫٦ مليار سنة. تتمثل إحدى النتائج المحتملة لهذه الفترة من الكثافة العالية للكويكبات في «كويكبات طروادة» الخاصة بالمشتري، التي تدور في مداره ولكن على الجانب الآخر من الشمس. يُعتقد أن المشتري التقط هذه الأجرام خلال هذه الفترة.

النظام والفوضى والكارثة

ترك لنا نيوتن أداةً رائعة للتنبؤ بالمستقبل، وهي المعادلات التفاضلية (الفصل الأول). باستخدام الأعداد التي تصف التكوين الحالي لنظامٍ ديناميكي كشروطٍ ابتدائية لحل المعادلة، يمكننا من خلال الحل استخراج توقعات لحالة النظام في أي وقت من الأوقات. ولكن للأسف، ظهر في القرن العشرين أن هذا النهج غالبًا ما يكون غير فعَّال. تكمن المشكلة في أن سلوك الحل يمكن أن يكون «شديد» الحساسية للشروط الابتدائية. اكتشف هنري بوانكاريه، ابن عم الرجل الذي قاد فرنسا خلال معظم الحرب العالمية الأولى (١٩١٤–١٩١٨)، هذه المشكلة في بداية القرن العشرين، ولكن لم تتضح أبعادها إلا في ستينيات القرن العشرين؛ إذ أصبح من الممكن حل المعادلات التفاضلية للأنظمة الديناميكية العامة باستخدام أجهزة الكمبيوتر الإلكترونية. يوفر النظام الشمسي مثالًا واضحًا ومذهلًا في الآن نفسه لهذه الظاهرة.

يمكن بسهولة كتابة المعادلات التفاضلية التي تحكم حركة الكواكب، كما أن الملاحظات الفلكية توفر شروطها الابتدائية بدقة عالية. ولكن هذه الدقة لا تتيح لنا التنبؤ بتكوين الكواكب إلا لنحو ٤٠ مليون سنة في المستقبل؛ وإذا تعدَّلَت الشروط الابتدائية ضمن حدود عدم اليقين في الملاحظات، فإن التنبؤات للفترات الزمنية بين ٥٠ و٦٠ مليون

سنة لاحقة تختلف اختلافًا كبيرًا. للحصول على توقعات تمتد حتى ٦٠ مليون سنة بالدقة نفسها التي حصلنا عليها لتوقعات تمتد حتى ٤٠ مليون سنة، نحتاج إلى شروط ابتدائية أكثر دقة بمقدار ١٠٠ مرة، على سبيل المثال يجب معرفة المواقع الحالية للكواكب بهامش خطأ لا يتجاوز ١٥ مترًا. وإذا أردنا دقة مماثلة تمتد حتى ٦٠,١٥ مليون سنة، فعلينا معرفة مواقع الكواكب الحالية بهامش خطأ لا يتجاوز ١٥ مليمترًا. نحن هنا نواجه حدودًا صارمة لمعرفتنا؛ فمن غير المتصور أن نتمكن يومًا من تحديد التكوين الحالي للنظام الشمسي بدقة كافية تسمح لنا بالتنبؤ بمواقع الكواكب لأكثر من نحو ٦٠ مليون سنة في المستقبل. وهذا يمثل جزءًا ضئيلًا ومخيبًا للآمال من العمر الإجمالي للنظام الشمسي، الذي يبلغ ٤٦٠٠ مليون سنة.

في ظل هذه الظروف، كل ما يمكننا فعله هو استخدام المعادلات التفاضلية لحساب التكوينات الأكثر احتمالًا في المستقبل. ونفعل ذلك عَبْر أخذ عيناتٍ عشوائية من التكوينات الحالية التي تتفق مع البيانات الرصدية، ثم نحسب الحل المقابل لكل تكوينٍ مأخوذ لنتمكن من التنبؤ بمواقع الكواكب في كل حالة. التكوينات المستقبلية الأكثر احتمالًا هي تلك التي يمكن الوصول إليها عَبْر العديد من التكوينات الحالية المأخوذة كعيِّنات.

إحدى السمات المهمة لحلول المعادلات التفاضلية للنظام الشمسي هي أنه بعد تأرجح متغير معيَّن — مثل الاختلاف المركزي لعطارد — ضمن نطاقٍ ضيق لملايين السنين، فإنه يتحول فجأة إلى مدًى مختلف تمامًا. يعكس هذا السلوك أهمية الرنين في ديناميكا النظام؛ فعند نقطةٍ زمنية معيَّنة، تتحقق حالة رنينية تؤدي إلى تغيير تدفق الطاقة داخل النظام؛ إذ يمكن لاضطرابٍ صغير أن يتراكم على مدى آلاف أو ملايين الدورات ليؤدي إلى تأثيرٍ كبير. إذا بدأنا التكاملات من تكوين يختلف ولو قليلًا عن التكوين السابق، فقد لا تتحقق الحالة الرنينية، أو قد تتحقق في وقتٍ أبكر أو لاحق، مما يؤدي إلى حلولٍ مختلفة تمامًا.

تكمن أهمية الرنين في أنه يجعل سلوك النظام حساسًا للغاية حتى لأدق التفاصيل في القوانين الفيزيائية. في الفصل السادس، سنتناول نظرية النسبية لأينشتاين، ونناقش بعض تطبيقاتها الفلكية. لكننا هنا نشير إلى أن أهمية النسبية تُحدَّد بواسطة النسبة v^2/c^2، حيث v هي السرعة النموذجية وc هي سرعة الضوء. بالنسبة إلى الأرض، تبلغ هذه النسبة نحو 10^{-8} وهي نسبةٌ صغيرة جدًّا، وحتى بالنسبة إلى عطارد فهي أكبر بنحو ٢,٥ مرة فقط. ولكن ثمَّة تجربة أجراها جاك لاسكار ومايكل جاستينو تشير إلى أننا ربما لم نكن لنُوجَد في هذا الكون لولا التأثير الطفيف الذي تُحدثه تصحيحات أينشتاين على معادلات نيوتن للنظام الشمسي.

أجرى لاسكار وجاستينو محاكاة لتطور النظام الشمسي من تكوينه الحالي باستخدام مجموعتَين من الحلول. في كل مجموعة، استخدما تكويناتٍ متوافقة مع أفضل البيانات الرصدية المتاحة كشرطٍ ابتدائي للحل. وقدَّرا مجموعةً من الحلول تمتد إلى خمسة مليارات سنة في المستقبل باستخدام نظرية نيوتن وحدها، بينما استخدما في المجموعة الأخرى تصحيحات أينشتاين الطفيفة. وقد وُجِد أنه عند إدراج تصحيحات أينشتاين، كان الاختلاف المركزي لعطارد أكبر من ٠٫٧ في واحد في المائة فقط من الحلول، بينما في غياب هذه التصحيحات، كان هناك حل واحد فقط من بين ٢٥٠٠ حل أبقى عطارد في مدار باختلافٍ مركزي أقل من ٠٫٧. إذا وصل عطارد إلى اختلاف مركزي أكبر من ٠٫٧، فإن العواقب على الأرض ستكون كارثية؛ إذ سرعان ما يؤدي الاختلاف المركزي لعطارد إلى زيادة الاختلاف المركزي للزهرة، مما يؤدي إلى زيادة الاختلاف المركزي للأرض، الذي بدوره يؤدي إلى زيادة الاختلاف المركزي للمريخ. وتترتب على ذلك تداعياتٌ هائلة؛ فمن بين الحلول البالغ عددها ٢٥٠٠ للمعادلات النيوتنية غير المصحَّحة، اصطدم عطارد بالزهرة في ٨٦ حالة، واصطدم بالأرض في ٣٤ حالة. وحتى في الحالات التي لا تصطدم فيها الكواكب الداخلية ببعضها، فإنها إما تسقط في اتجاه الشمس أو تُقذف خارج النظام الشمسي تمامًا.

يبدو إذن أننا نعيش على حافة الهاوية، ولولا تصحيحات أينشتاين الطفيفة للغاية على معادلات نيوتن، لما كان كوكب الأرض على الأرجح قادرًا على توفير الملاذ لنا. وحتى مع تصحيحات أينشتاين، فإن استقرار كوكبنا غير مضمون إلا لفترة لا تتجاوز تقريبًا ٨٠ مليون سنة في المستقبل. على الرغم من ذلك، وبفضل النسبية العامة، فإن احتمال بقاء كوكب الأرض مرتفعٌ جدًّا حتى تبتلعه الشمس المتضخمة بعد حوالي أربعة مليارات سنة.

تجعل تصحيحات أينشتاين الحياة ممكنة من خلال تعطيل رنين ضعيف بين المشتري وعطارد. ونظرًا لضعف هذا الرنين، فإنه لا يؤثِّر على النظام إلا في ظل ظروف محدَّدة للغاية. وتصحيحات أينشتاين تجعل من الصعب تحقق هذه الظروف.

الأنظمة الكوكبية خارج المجموعة الشمسية

كان أول اكتشاف لا يشوبه اللبس لنظامٍ كوكبي خارج المجموعة الشمسية حديثًا نسبيًّا في عام ١٩٩٥ على يد ميشيل مايور وديدييه كيلوز، لكننا نعرف اليوم أكثر من ١٠٠٠

نظام كوكبي. يمكننا فهم تطوُّر الأنظمة الكوكبية من خلال تحليل إحصائيات تكويناتها المعروفة، وكأن الكون قد أجرى عددًا هائلًا من الحسابات لحلول معادلات التطور، التي يُفترض أنها دقيقة تمامًا.

لقد رأينا أن النظام الشمسي تمكَّن من الاحتفاظ بثمانية كواكب ذات مداراتٍ شبه دائرية رغم تعرضه لتهديدَين خطيرَين على الأقل، الأول وقع بعد ٧٠٠ مليون سنة من نشأته عندما فقدَت الكواكب العملاقة استقرارها المداري، والثاني لا يزال قائمًا اليوم؛ إذ إن أي تعديل طفيف في الفيزياء التي تحكم النظام الشمسي، حتى بمقدار جزء من ١٠٠ مليون، قد يؤدي إلى انهيار استقراره الداخلي.

لذلك، لم يكن مفاجئًا أن أولى الأنظمة التي أمكن اكتشافها كانت تشبه الحالة النهائية لإحدى هذه الكوارث؛ إذ تتكون من كوكبٍ مشابه للمشتري على مدار ذي اختلافٍ مركزي قصير نسبيًّا. ولكن ينبغي أخذ تأثيرات تقنيات الرصد في الاعتبار عند تفسير هذه النتائج، نظرًا لأن التقنية الرصدية المستخدَمة للعثور على هذه الأنظمة كانت منحازة انحيازًا كبيرًا لصالح اكتشاف الأنظمة التي تحتوي على كوكبٍ كبير في مدارٍ قصير؛ فقد اكتُشِفَت هذه الأنظمة من خلال مراقبة سرعات النجوم لرصد تغيرات السرعة الدورية التي تدل على دوران النجم حول مركز الكتلة المشترك بينه وبين كوكبه. فكلما كان الكوكب أكثر ضخامة وأقرب، زادت هذه التغيرات في السرعة؛ ومن ثَم زادت احتمالية رصدها وسط الضوضاء.

استُخدِمَت لاحقًا تقنيةٌ مختلفة تمامًا لاكتشاف الكواكب، وباستخدام هذه التقنية، أصبح من الممكن اكتشاف أنظمة تحتوي على عدة كواكب تدور في مداراتٍ شبه دائرية، وقد أمكن بالفعل اكتشاف مثل هذه الأنظمة. تعتمد هذه التقنية على مراقبة سطوع النجوم لرصد الانخفاض الطفيف في سطوعها عندما يمُر كوكب بين نجمه وكوكب الأرض. إلا أن هذه التقنية لا يمكنها سوى الكشف عن الأنظمة التي تُرصَد من زاوية حَدِّيَّة تقريبًا، كما أن جمع البيانات بالدقة المطلوبة لا يمكن تحقيقه إلا من الفضاء. في مايو ٢٠٠٩، أطلقَت ناسا القمر الاصطناعي كبلر لمراقبة النجوم في منطقةٍ صغيرة من السماء. وخلال السنوات الأربع التالية، تمكَّن كبلر من اكتشاف ما يقرب من ١٠٠٠ نظامٍ كوكبي، كما أعدَّ قائمة بعدة آلاف من النجوم التي أظهرَت مؤشراتٍ على وجود أنظمةٍ كوكبية. ولا يزال تقييم أهمية هذه البيانات مجالًا نشطًا للبحث العلمي.

الفصل السادس

الفيزياء الفلكية النسبية

إن عالَم الفيزياء النيوتنية المألوف ليس سوى تقريب للفيزياء النسبية، وهو نهجٌ مريحٌ وفعَّال عندما تكون السرعات النسبية أصغر بكثير من سرعة الضوء. إلا أن علماء الفلك اكتشفوا العديد من الأجرام التي تتجاوز هذا القيد، مما يستوجب استخدام نظرية النسبية الكاملة لدراستها.

سنستعرض لاحقًا النتائج الأساسية لنظرية النسبية في قسم «النسبية الخاصة»، ولكننا بحاجة الآن إلى أشهر معادلاتها، وهي المعادلة الآتية: $E = mc^2$. تُلخِّص هذه المعادلة المبدأ القائل بأن طاقة الجُسيم لا تقتصر فقط على طاقته الحركية والكامنة كما في الفيزياء النيوتنية، بل تشمل أيضًا «طاقة الكتلة الساكنة» $E_0 = m_0c^2$؛ حيث m_0 هي كتلة الجُسيم عندما يكون في حالة سكون. وهذه الكتلة هي خاصيةٌ جوهرية للجُسيم ولا تتغير أبدًا. على النقيض من ذلك، تتغير الكتلة الكلية $m = E/c^2$ عندما يُبذل شغل على الجُسيم أو عندما يَبذل هو نفسه شغلًا؛ فعند تسريع إلكترون داخل مُصادِم مثل مصادم ستانفورد الخطي (SLAC)، تزداد كتلته بنحو ٢٠٠ مرة. تُعرف النسبة $\gamma = m/m_0$ بـ «مُعامل لورنتز»، وهي التي تحدد مدى نسبية حركة الجُسيم. على سبيل المثال، إذا كانت سيارة تتحرك بسرعة ١٠٠كم/س (نحو ٦٠ ميلًا/س) فإن معامل لورنتز لها يختلف عن الواحد بمقدار ضئيل جدًّا ($\gamma - 1 = 5.8 \times 10^{-13}$) مما يجعلها بعيدةً كل البعد عن الحركة النسبية. بوجه عام، تُعتبر حركة أي جسم تكون قيمة معامل لورنتز له أكبر من أو يساوي ١٫٠ حركة نسبية.

فيما يلي بعض الحالات التي يصبح فيها ضروريًّا استخدام نظرية النسبية.

«المجرَّات الراديوية»: يُولِّد معظم الإشعاع الذي نرصده من المجرات الراديوية إلكترونات بمعامل لورنتز يساوي تقريبًا ١٠٥. تكون حركة هذه الإلكترونات الفائقة الطاقة في

الغالب عشوائية، ولكن في لُب المجرة الراديوية غالبًا ما يُوجد نفاث بلازمي يتدفق بانتظام؛ حيث تكون الطاقة الحركية الكلية للبلازما أكبر بعدة مرات من طاقتها الكتلية الساكنة.

«**النجوم الزائفة المصغرة**»: تُعتبر هذه الأجرام بمثابة نُسخ مصغرة من المجرَّات الراديوية؛ حيث يكون الثقب الأسود الذي يغذي النجم الزائف المصغر ذا كتلة تُعادل بضع كتل شمسية (الفصل الرابع)، في حين أن الثقب الأسود في المجرَّة الراديوية قد تصل كتلته إلى بضع مئات الملايين من الكتل الشمسية. يقلل تقليص الكتلة من الحجم الفيزيائي للظواهر، ويجعل تقلبها أكثر سرعةً، ولكنه لا يغير السرعات المميزة. ومن ثَم، فإن النسبية تُعد ذات أهميةٍ مماثلة لكلٍّ من النجم الزائف المصغر والمجرَّة الراديوية.

«**أشعة جاما**»: يُعتبر البوزيترون، وهو الجُسيم المضاد للإلكترون، ظاهرةً نسبية أساسية، وقد تنبأ بوجوده بي إيه إم ديراك أثناء محاولته التوفيق بين ميكانيكا الكم والنسبية. عندما يفنَى إلكترون مع بوزيترون، تتحول جميع طاقتهما إلى فوتونات، عادةً فوتونَين. إذا كانت الإلكترونات غير نسبية (أي $\gamma \simeq 1$)، فإن كل فوتون يحمل طاقةً تُعادل طاقة الكتلة الساكنة للإلكترون؛ أي ٥١١ كيلو إلكترون فولت (keV). وقد اكتشفَت التلسكوبات المخصَّصة لرصد أشعة جاما هذا الخط الطيفي القادم من مركز مجرَّتنا، مما يشير إلى وجود كثافةٍ كبيرة من البوزيترونات هناك.

في عام ١٩٦٣، وقَّعَت المملكة المتحدة، والولايات المتحدة، والاتحاد السوفيتي معاهدةً تحظر إجراء اختباراتٍ للأسلحة النووية في الغلاف الجوي. وبسبب انعدام الثقة المتبادل، أطلقَت كلٌّ من الولايات المتحدة والاتحاد السوفيتي أقمارًا اصطناعية سرية مخصَّصة للكشف عن أشعة جاما الناتجة عن أي اختباراتٍ نووية غير معلَنة. ومما أثار دهشة الجميع أنه أمكن الكشف عن «العديد» من انفجارات أشعة جاما.

استمرَّت هذه الانفجارات فتراتٍ تتراوح بين بضع ثوانٍ ودقيقة، وكانت تحدث بوتيرةٍ متكررةٍ بكثرة، بحيث لا يمكن تفسيرها منطقيًّا على أنها ناتجة عن تفجيراتٍ نووية.

بعد أن عكف الخبراء العسكريون من كلا الجانبَين على تحليل البيانات سرًّا دون الوصول إلى تفسيرٍ واضح، علم كل طرف أن الطرف الآخر قد رصد الأحداث نفسها، وأصبح من الواضح أن مصادرها كانت فلكية. في عام ١٩٧٣، أُعلن عن البيانات

للعامة، وحان الوقت ليشعر علماء الفلك بالحيرة. بدت الانفجارات موزَّعة بانتظام في جميع أنحاء السماء، مما يشير إلى أن مصادرها لم تكن مرتبطة بالنجوم في مجرَّتنا كما هي الحال مع معظم مصادر الأشعة السينية. وبدا أن المصادر إما أن تكون على مسافة تقارب ٠٫١ كيلوفرسخ من الشمس، أو أن تكون منتشرة عَبْر حجم أكبر بكثير من مجرَّتنا. ولكن نظرًا لقصر المدة الزمنية لهذه المصادر، لم يكن ممكنًا ربطها بالمجرَّات النشطة، ولم يستطع أحد أن يفترض أن مصدرًا قريبًا من الشمس يمكن أن يكون مسئولًا عنها. في عام ١٩٨٦، تحلى بوهدان باتشينسكي بالجرأة لاقتراح أن هذه الانفجارات، رغم قصر مدتها الزمنية، «تقع» في مسافاتٍ كونية شاسعة، ومن المحتمل أن تكون مرتبطة بنوع من النجوم المتفجرة. وفي عام ١٩٩٧، تأكَّد هذا الافتراض عندما التقط تلسكوب ويليام هيرشل صورًا للمنطقة المحيطة بانفجار أمكن رصده حديثًا؛ حيث لوحظ «ضوء الغسق» المرئي المتلاشي بسرعة لهذا الحدث في مجرَّة بعيدة. منذ ذلك الحين، أصبح اكتشاف أضواء الشفق المرئية أمرًا روتينيًّا، وأمكن معرفة الأطياف المرئية للأجرام الأساسية المرتبطة بها. وقد أكَّدَت هذه البيانات أن العديد من انفجارات أشعة جاما مرتبطة بالفعل بنجومٍ متفجرة. كما أصبح واضحًا أن هناك أكثر من نوع من المصادر لانفجارات أشعة جاما، ولا يزال فهمنا لهذه الأجرام غير مكتمل. المؤكَّد أن النسبية تلعب دورًا جوهريًّا في فهم هذه الأجرام الفريدة.

«الأشعة الكونية»: تتعرض الأرض باستمرار لقصف من الجُسيمات النسبية، ويُعد اكتشاف هذه الجُسيمات أقدم فرع من فروع علم الفلك المرتبط بدراسة الظواهر ذات الطاقات العالية. ولحسن الحظ، فإن معظم هذه الجُسيمات الخطيرة تصطدم بذرات الأكسجين أو النيتروجين في طبقات الغِلاف الجوي العليا. تتضرر تلك النواة بشدة جرَّاء الاصطدام، وتتطاير الشظايا إلى الأسفل، فتصطدم بنوًى أخرى في طريقها. ومن ثَم، فإن جُسيمًا واحدًا شديد الطاقة يمكنه، عند دخوله الغلاف الجوي، أن يولِّد «وابلًا» من الأشعة الكونية.

تتنوع طاقات الجُسيمات التي تصطدم بالأرض، إلا أن عدد الجُسيمات المنخفضة الطاقة يفوق بكثيرٍ عدد الجُسيمات العالية الطاقة. فنادرًا ما تُرى الجُسيمات الأعلى طاقةً حتى بواسطة الكواشف التي تتميز بأكبر مساحات التجميع. غير أن الجُسيمات الأكثر طاقةً التي رُصِدَت حتى الآن تبلغ طاقتها حوالي $^{٢٠}١٠$ فولتات إلكترونية، فإذا كانت هذه الجُسيمات إلكترونات، فإن معامل لورنتز لها يبلغ نحو $^{١٤}١٠$، وإذا كانت

بروتونات أو نيوترونات، فإنه يبلغ نحو ١٠١١. تتجاوز هذه الطاقات بكثير تلك التي تحقِّقها أقوى مُعجِّلات الجُسيمات؛ حيث يُعجِّل مصادم الهادرونات الكبير في جنيف حاليًّا البروتونات بمعامل لورنتز يبلغ نحو ٣١٠.

«**النجوم النيوترونية**»: تبلغ سرعة الهروب من سطح النجم النيوتروني نحو $c/2$، مما يجعل هذه الأجرام نسبية بدرجة طفيفة فقط. لكنها تسمح بإجراء قياساتٍ دقيقة؛ ومن ثَم يمكن قياس التأثيرات النسبية المتواضعة بدقة وتوفير اختباراتٍ قوية لنظرية النسبية. يُعد النابض الثنائي هالس-تايلور (المعروف أيضًا باسم PSR B1913+16) أحد أكثر الأمثلة أهمية، وهو نظام يتكون من نجمَين نيوترونيَّين يدور كلٌّ منهما حول الآخر باختلافٍ مركزي ٠٫٦٢ وزمنٍ دوري ٧٫٧٥ ساعة. اكتشف هذا الثنائي جو تايلور وطالبه راسل هولس عام ١٩٧٤، وما زال يُرصَد بكثافة منذ ذلك الحين. رُصِد عددٌ قليل من الثنائيات النجمية النيوترونية المشابهة منذ ذلك الحين، لكن القيود التي تفرضها على نظرية النسبية أضعف؛ لأنها لم تُرصَد فتراتٍ طويلة حتى الآن.

«**مصادر الأشعة السينية**»: رأينا في الفصل الرابع، أن أنصاف الأقطار الداخلية للأقراص التراكمية حول الثقوب السوداء تكون شديدة السخونة، لدرجة أن أقوى إشعاع لها يكون في صورة أشعةٍ سينية. هذه المناطق صغيرةٌ جدًّا لدرجة لا يمكن معها لتلسكوبات الأشعة السينية رؤيتها بوضوح، ولكن التأثيرات النسبية تُغيِّر أشكال خطوط انبعاث الأشعة السينية التي نرصدها.

«**النظام الشمسي**»: تدور الأرض حول الشمس بسرعة تقارب ٣٠كم/ث$^{-١}$ ونظرًا لأن هذه السرعة تساوي تقريبًا ١٠$^{-٤}$ من سرعة الضوء، ولأن التأثيرات النسبية تكون عادةً أصغر من نظيراتها النيوتنية بعاملٍ تقريبي $(v/c)^2$، فمن المتوقع أن يكون تأثير النسبية على النظام الشمسي ضئيلًا جدًّا. ولكن نظرًا لأن النظام الشمسي يسمح بإجراء قياساتٍ دقيقة، فإن البيانات المرصودة تتطلب استخدام نظرية النسبية في تفسيرها، كما أنها توفِّر اختباراتٍ حاسمةً لصحة النظرية. علاوةً على ذلك، كما رأينا في الفصل الخامس، فإن ديناميكيات النظام الشمسي حساسة للغاية، وغياب التأثيرات النسبية كان سيؤدي إلى تكوينٍ مختلف جذريًّا للنظام الشمسي عما نراه اليوم.

«**الكون**»: تُشكل المشكلات المفاهيمية عقبة أمام تطوير نموذجٍ مقنعٍ لديناميكيات الكون ضمن إطار الفيزياء النيوتنية. ومن ثَم فإن علم الكونيات لم يصبح فرعًا علميًّا

متماسكًا ضمن علم الفيزياء إلا بفضل نظرية النسبية العامة لأينشتاين. في ستينيات القرن العشرين، أصبح علم الكونيات قائمًا على أسسٍ تجريبية قوية بفضل اكتشاف إشعاع الخلفية الكوني الميكروي، الذي يجعل بالإمكان دراسة الكون كما كان قبل ١٠٠ ألف سنة فقط من الانفجار العظيم، إلى جانب اكتشاف النجوم الزائفة، التي تقع غالبًا في مجرَّات تبعُد عنا بسرعاتٍ نسبية.

النسبية الخاصة

في الفصل الأول، أوضحتُ أن الفيزيائيين ملتزمون بمبدأ أن قوانين الطبيعة يجب أن تظل ثابتة في جميع الأماكن والأزمنة، وأي اختلاف في الظواهر المقيسة من مكان لآخر أو من زمن لآخر «يجب» أن يُعزى إلى تغير في الظروف التي تُطبَّق فيها القوانين الكونية. تنص نظرية النسبية الخاصة على متطلب جديد للَّاتغيُّر؛ حيث يجب أن تكون القوانين متطابقة في جميع المجرَّات، بغَض النظر عن سرعة تحرُّك بعضها بالنسبة إلى بعض، وكذلك في جميع المركَبات الفضائية، بغَض النظر عن سرعتها.

في عام ١٨٩٩، اكتشف هنريك لورنتز تماثلًا في معادلات ماكسويل للكهروديناميكا. يُطلق على هذا التماثل اليوم «تغايُر لورينتز»، ونعتبره مبدأً أساسيًّا في الفيزياء، لكن لورنتز لم يكن متأكدًا من الأهمية الفيزيائية لهذا التماثل الجديد. في عام ١٩٠٥، جادل أينشتاين بأن تماثل لورنتز يعكس حقيقة أن القوانين الكهرومغناطيسية تعمل بالطريقة نفسها على متن أي مركبة فضائية، بغَض النظر عن سرعتها. فاجأَت هذه الفكرة معاصري أينشتاين؛ لأن موجات ماكسويل الكهرومغناطيسية كان يُفترض أنها تنتشر في وسطٍ معيَّن، وهو «الأثير»، الذي لا يمكن أن يكون في حالة سكون بالنسبة إلى جميع المركَبات الفضائية. في الواقع، تتغير سرعة كوكب الأرض بنحو ٦٠كم/ث كل ستة أشهر، وكان من المفترض أن تكشف التجارب التي تعتمد على الضوء عن هذا التغيُّر. استغرب معاصرو أينشتاين عدم نجاح أي تجربة من هذا القبيل في الكشف عن حركتنا بالنسبة إلى الأثير حتى ذلك الحين. وقد جادل أينشتاين أنه، وبسبب تماثل لورنتز، يستحيل من حيث المبدأ اكتشاف الحركة بالنسبة إلى الأثير. يتميز هذا الوسط، الذي نُطلق عليه اليوم «الفراغ»، بخاصية مذهلة؛ حيث يبدو متطابقًا لجميع المراقبين، بغَض النظر عن حركة بعضهم بالنسبة إلى بعض. على وجه الخصوص، لا يمكن اعتبار أي مراقب في حالة

سكونٍ مطلق، بل إن جميع الحركات نسبية بالنسبة إلى مراقبٍ آخر، ومن هنا جاء اسم نظرية أينشتاين.

يكمن جوهر فهم النسبية في تحليل كل وضعٍ فيزيائي باعتباره تعاقبًا للأحداث. يقع الحدث في مكانٍ ما وفي «زمنٍ ما». لذا يُعرَّف الحدث بأربعة أعداد، وهي الإحداثيات x، وy، وz لمكانه، وt، للزمن الذي حدث فيه. إذا كان هناك المراقب O' يتحرك بالنسبة إلى المراقب O الذي يستخدم الإحداثيات (x، وy، وz، وt)، فسيُعيِّن مجموعةً مختلفة من الأعداد (x'، وy'، وz'، وt') للحدث نفسه. هناك قاعدةٌ رياضية بسيطة، وهي «تحويلات لورنتز»، اكتشفها الفيزيائي هنريك لورنتز، تجعل بالإمكان حساب الأعداد الأولية من حساب الأعداد غير الأولية، بمعلومية السرعة **v** التي يتحرك بها O' بالنسبة إلى O.

الشيء الاستثنائي في تحويل لورنتز هو أنه يتعامل مع حدثَين (x، وy، وz، وt) و(x_1، وy_1، وz_1، وt_1) بحيث يكونان متزامنَين بالنسبة إلى المراقب O؛ أي إن $t = t_1$، و«غير» متزامنَين بالنسبة إلى المراقب O' أي إن $t' \neq t'_1$. مما يعني أن المراقب O' سيعتبر أن أحد الحدثَين وقع قبل الآخر، على الرغم من أن المراقب O يعلم يقينًا أنهما وقعا في الوقت نفسه. هذه الفكرة، التي تنُص على أن التزامن يختلف من مراقب لآخر، تتعارض مع الحدْس البشري ويصعب تقبلها.

وهي تقوم على مبدأ محير تمامًا، وهو أن الساعات المتحركة تعمل ببطء. على سبيل المثال، يقف بوب على رصيف المحطة ويراقب بدقة الساعة الموجودة في كمبيوتر أليس المحمول داخل القطار السريع أثناء مروره بسرعة. يستنتج بوب أن الساعة تعمل ببطء لأنها في حالة حركة. في المقابل، تُراقب أليس ساعة يد بوب وتستنتج أنها تعمل ببطء لأنها في حالة حركةٍ بالنسبة إليها. في الواقع، تعمل ساعة الكمبيوتر المحمول بدقة عندما تراقبها أليس، وبالمثل، تعمل ساعة اليد بدقة وفقًا لرؤية بوب، لكن كلتَيهما تبدوان وكأنهما تعملان ببطء عندما ينظر إليهما مراقبٌ متحرك. العامل الذي يتسبَّب في تباطؤ الساعات هو معامل لورنتز المرتبط بسرعة القطار.

أعمار الميونات

توفر الأشعة الكونية التي تُرصَد على الأرض إثباتًا مباشرًا لمبدأ الساعات المتحركة. الميونات هي جُسيمات أولية مشابهة للإلكترونات، لكنها غير مستقرة للغاية؛ ومن ثَم تتحلل بسرعة إلى جُسيماتٍ أخرى؛ حيث يبلغ «عمرها النصفي» (الزمن اللازم لتحلل نصف العينة)

٢٫٢ ميكروثانية (μs). تتشكل الميونات عندما تصطدم جُسيمات الأشعة الكونية بنواةٍ ذرية على ارتفاع يقارب ٢٠كم في الغلاف الجوي للأرض. وحتى لو تحركَت بسرعة الضوء، فلن تقطع سوى نحو ٦٦٠ مترًا قبل أن يتحلل نصفها. وبذلك، قد يبدو أن القليل جدًّا، إن وُجد، من هذه الميونات يمكنه الوصول إلى سطح الأرض، وهو ما يتناقض مع القياسات الفعلية التي أُجريَت باستخدام كاشفاتٍ محمولة في مناطيد. تحل النسبية هذه المفارقة؛ حيث تنص على أن ساعتنا تمُر خلال ٢٫٢ ميكروثانية، بينما تتقدم ساعة الميون بمقدار $\gamma/٢٫٢$ ميكروثانية؛ ومن ثم لا بد أن ساعتنا تتقدم بزمن مقداره γ٢٫٢ ميكروثانية قبل أن يتحلل الميون، وأن الميون المتحرك بسرعة تقترب من سرعة الضوء سيقطع مسافة γ٦٦٠ مترًا قبل أن يتحلل. بناءً على ذلك، فإن الميونات التي تتشكل في الطبقات العليا من الغلاف الجوي بمعامل لورنتز أكبر بكثير من الواحد ($\gamma \gg 1$) فرصتها عالية في الوصول إلى الأرض.

طاقة الكتلة الساكنة

لن يتفق كلٌّ من أليس وبوب على طاقة جُسيمٍ معين أو زخمه؛ لأنه إذا كان الجسيم ساكنًا وفقًا لرؤية أليس، فستقول إنه لا يمتلك طاقةً حركية ولا زخمًا، بينما سيقول بوب إن له طاقةً حركيةً وزخمًا. لذا، لا بد من وجود قاعدة لتحديد الطاقة والزخم اللذَين يُعيِّنهما بوب بناءً على القيم التي تُعيِّنها أليس. من المدهش أن هذه القاعدة تتخذ شكل تحويل لورنتز. لذلك، إذا كانت (P_x، وP_y، وP_z، وE) هي مركبات الزخم والطاقة لجُسيم كتلته ساكنة m_0 كما تراه أليس، فبإمكاننا حساب الزخم والطاقة (p'_x، وp'_y، وp'_z، وE') كما يراهما بوب عن طريق تطبيق تحويل لورنتز لسرعة بوب بالنسبة إلى أليس على القيم الأربع (P_x، وP_y، وP_z، وE/c^2) بدلًا من الإحداثيات (x، وy، وz، وt) للحدث. هذه القاعدة البسيطة تعني أن طاقة الجُسيم ذي الكتلة الساكنة تُعطى بالمعادلة $E = \gamma m_0 c^2$. وعلى وجه الخصوص، عندما تكون السرعة أصغر بكثير من سرعة الضوء ($v \ll c$) ومعامل لورنتز يساوي تقريبًا واحدًا ($\gamma \simeq 1$)، نطبِّق المعادلة $E = m_0 c^2$، وهي معادلة أينشتاين الشهيرة لتكافؤ الكتلة والطاقة.

وفقًا لميكانيكا الكم، فإن الفوتون ذا التردد الزاوي ω وطول الموجة λ الذي يتحرك على طول متجه الوحدة $\mathbf{n}$ يمتلك طاقةً $\hbar\omega$، وزخمًا $\hbar\mathbf{k}$؛ حيث $\hbar$ هو ثابت بلانك مقسومًا على 2π، و$\mathbf{k}$ هو «متجه الموجة» المعطى بالعلاقة $\mathbf{k} = (\omega/c)\,\mathbf{n}$. عند تطبيق تحويل

لورنتز على الأعداد الأربعة (k_x، وk_y، وk_z، وω) التي تستخدمها أليس، نحصل على متجه الموجة $\mathbf{k}'$ والتردد الزاوي ω' للفوتون كما يراه بوب. نظرًا لأن الفوتون في جوهره قطار من الموجات، نتوقع أن يكون التردد ω' الذي يقيسه بوب «مُزاحًا بتأثير دوبلر» بالنسبة إلى التردد ω الذي تقيسه أليس، ويوفر تحويل لورنتز الطريقة الصحيحة لحساب هذه الإزاحة. كما يجعل بالإمكان أيضًا اكتشاف كيفية تأثُّر اتجاه حركة الفوتون بحركة بوب بالنسبة إلى أليس، حيث تُعطى هذه الاتجاهات بمتجهَي الوحدة $\mathbf{n} = (c/\omega)\mathbf{k}$ و$\mathbf{n}' = \left(c/\omega'\right)\mathbf{k}'$.

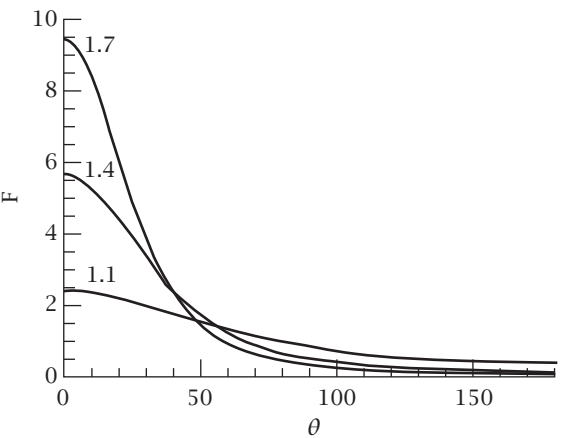
وهكذا، فإن الراصدين على اختلافهم لا يتفقون حول الاتجاهات التي يتحرك فيها فوتونٌ ما. ثمَّة مثال يوضح فيزيائيًّا هذا الخلاف. في أحد أفلام الغرب الأمريكي الكلاسيكية، يطلق أحد الحراس على متن قطارٍ متحرك ينقل ذهبًا النار على قطاع الطرق. إذا أطلق الحارس رصاصته عموديًّا على العربة، فلن تتحرك الرصاصة عموديًّا على مسار القطار، لأن سرعتها داخل ماسورة المسدس تُضاف إلى الحركة الأمامية للقطار. لذا، إذا أراد الحارس إصابة هدف يقع بزاوية قائمة على مسار القطار عند موقعه الحالي، فعليه أن يوجِّه سلاحه إلى الخلف قليلًا من الموقع العمودي على العربة، وذلك كي تلغي سرعة الرصاصة في الماسورة الحركة الأمامية للقطار.

الآن، تخيَّل مجموعة من الحراس المذعورين على متن القطار يطلقون الرصاص عشوائيًّا في جميع الاتجاهات. في هذه الحالة، سيُطلَق نصف عدد الرصاصات للأمام بالنسبة إلى الاتجاه العمودي على العربة، بينما سيُطلق نصفها الآخر للخلف بالنسبة إلى الاتجاه العمودي على العربة. ومن ثَم عند الرصد من الأرض، سيتحرك أكثر من نصف الرصاص للأمام؛ لأن حركة القطار تؤدي إلى «التوجيه الأمامي» لوابل الرصاصات.

النفاثات

كما رأينا في الفصل الرابع، تُصدر العديد من الأجرام السماوية نفاثات من البلازما. قد تؤدي السرعةُ الإجمالية للنفاث إلى زيادة مُعامل لورنتز زيادةً كبيرة. داخل النفاث، تنبعث الفوتونات من مجموعةٍ متنوعة من العمليات بتوزيعٍ زاوي مُنتظم تقريبًا عند رؤيتها من جانب راصد يتحرك مع المادة في النفاث. من وجهة نظرنا، هذه الفوتونات، مثل رصاصات مجموعة الحراس، تظهر بانحيازٍ قوي نحو الاتجاه الأمامي؛ أي إن الإطلاق ينبعث بشكلٍ مُوجه للأمام. في الواقع، ستتحرك نصف الفوتونات المنبعثة في اتجاهاتٍ حول محور

النفَّاث لا تشغل سوى $1/(2\gamma^2)$ من الشكل الكروي. حتى بالنسبة إلى قيم معامل لورنتز المتواضعة، فإن هذه نسبةٌ صغيرة جدًّا من الشكل الكروي. بوجهٍ عام، يُظهر الشكل ٦-١ كثافة الفوتونات على الكرة كدالَّة للزاوية θ بين اتجاه الفوتون ومحور النفاث. بالنسبة إلى سرعة نفَّاث مهملة؛ أي عندما يساوي معامل لورنتز واحدًا تقريبًا ($\gamma \simeq 1$)، تساوي الكثافة واحدًا لجميع قيم θ. نرى أنه حتى عندما يكون معامل لورنتز أصغر من اثنَين ($\gamma < 2$)، يكون للتوجيه الأمامي تأثيرٌ قوي. في الواقع، يكون التركيز الأمامي «للطاقة» المنبعثة من النفاث أكبر حتى مما قد يُشير إليه الشكل ٦-١؛ لأن للفوتونات التي تُستقبَل في الاتجاه الأمامي تردُّداتها؛ ومن ثَم ترتفع طاقاتها بقوة بسبب تأثير دوبلر.

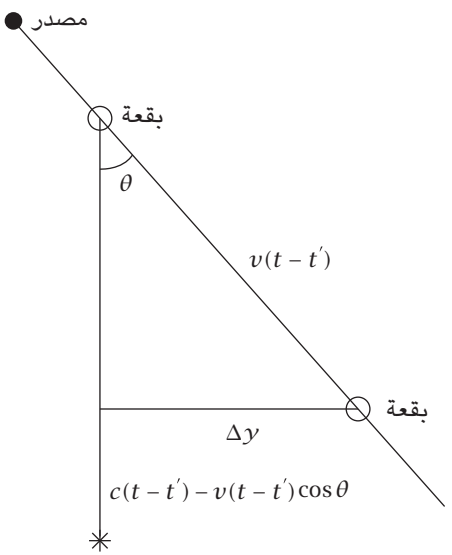


شكل ٦-١: التوزيع الزاوي للفوتونات المنبعثة من النفاثات بمعاملي لورنتز γ = ١,١ و١,٤ و١,٧. الكمية المرسومة هي عدد الفوتونات لكل وحدة زاوية مجسمة عند الزاوية المحددة. بالنسبة إلى توزيع موحَّد الخواص في جميع الاتجاهات، هذه القيمة تساوي واحدًا.

بوجهٍ عام، نتوقع أن يُصدر جِرمٌ مُعرَّض لتكوين النفاثات زوجًا من النفاثات المُتجِهة في اتجاهَين متعاكسَين. وعادةً، سيكون لأحد النفاثَين مكوِّن سرعة نحونا، وللآخر مكوِّن سرعة بعيدًا عنا. بسبب التوجيه الأمامي، سيكون النفاث المُقترِب أكثر سطوعًا من النفاث المُبتعِد. وبما أنه لا بد أن يتجاوز سطوع الجِرم سطوعًا حرِجًا لنُرى بأي شكل،

فقد لا نتمكن سوى من رصد النفاث الآخِذ في الاقتراب. هذا الاحتمال وارد إذا تصادف أن نظرنا إلى الجِرم من مكانٍ قريب من الخط الذي تُطلَق النفاثات على طوله. أظهرَت العديد من المجرَّات الراديوية أن لها نفاثًا واحدًا فقط.

أحيانًا تُظهر النفاثات «حركة مفرطة الإضاءة»، وهو أمر تمنعه النسبية. تحدث هذه الظاهرة عندما تُشاهَد بُقع داخل نفَّاث تتحرك عَبْر السماء بسرعةٍ تبدو أنها تتجاوز سرعة الضوء. تُقيَّم السرعة المعنية بافتراض أن البُقع تتحرك داخل مستوى السماء على أساس أن أي مكوِّن للسرعة عمودي على مستوى السماء لن يزيد سوى المسافة المقطوعة؛ ومن ثَم السرعة المُشتقَّة.



شكل ٦-٢: القياسات الهندسية للتوسع المفرط الإضاءة.

يُظهر الشكل ٦-٢ القياسات الهندسية ذات الصلة. يعرض الشكل بقعة واحدة بدائرة مفتوحة مرتَين، مرة عند الزمن t' (الدائرة العلوية) عندما تكون البقعة قريبة من المصدر، ومرةً أخرى عند زمن لاحق t عندما تكون أبعد عن المصدر. عند كلٍّ من t'

وt، تُصدِر البقعة فوتونات باتجاه الأرض ويظهر موقع الفوتون الأول منها عند الزمن t بنجمة في الأسفل. يصل هذا الفوتون إلى الأرض متقدمًا على الفوتون الثاني بمسافة مقدارها $c\left(t-t'\right)-v\left(t-t'\right)\cos\theta$ ومن ثَم سيصل قبل الفوتون الثاني بزمن يُعطى بالعلاقة:

$$\triangle t=\left(t-t'\right)\left(1-\frac{v}{c}\cos\theta\right)$$

وخلال الفترة الفاصلة بين انبعاث الفوتونَين، تكون البقعة قد تحركَت عَبْر السماء بمسافة $\triangle y=v\left(t-t'\right)\sin\theta$ ومن ثَم تُحسب السرعة الظاهرية للبقعة بالمعادلة:

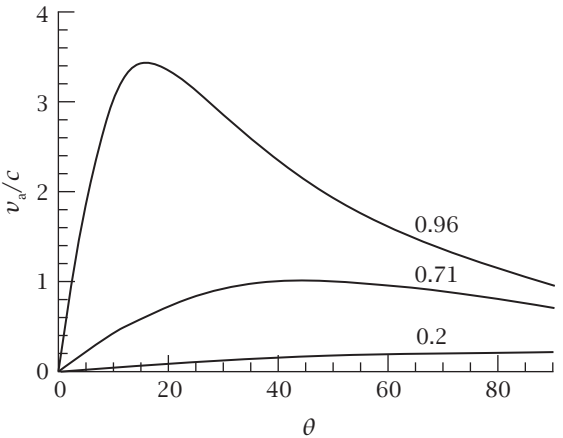
$$v_{\text{app}}=\frac{\triangle y}{\triangle t}=\frac{v\sin\theta}{1-(v/c)\cos\theta}$$

يوضح الشكل ٦-٣ كيف تتغير السرعة الظاهرية (v_{app}) مع الزاوية θ لثلاث قيم لنسبة السرعة إلى سرعة الضوء ٠٫٩٦، و٠٫٧١، و٠٫٢٠ ويبيِّن أن التوسع المفرِط الإضاءة يصبح ممكنًا في حالة $v>0.71c$، و$v\gtrsim 0.95c$، وأن السرعة الظاهرية يمكن أن تكون أكبر بعدة مرات من سرعة الضوء. وقد رُصِدَت الحركة المفرِطة الإضاءة في العديد من المصادر الراديوية.

الصدمات وتسريع الجسيمات

الفضاء المحيط بجِرمٍ نسبي يطلق نفاثات لا يكون أبدًا فارغًا تمامًا. عندما ينبثق النفاث من المصدر، ربما تكون كثافته مرتفعة جدًّا لدرجة أن كثافة الوسط المحيط تصبح مهملة، ولكن مع ابتعاده عن المصدر، يتمدَّد جانبيًّا وتتناقص كثافته، مما يؤدي في النهاية إلى تأثيرٍ ملحوظٍ للوسط المحيط على النفاث.

أسهل طريقة لتصور ما يحدث عندما يشق النفاث طريقه في الوسط المحيط هي تخيُّل أنك تتحرك بسرعةٍ متوسطةٍ بين سرعة النفاث وسرعة الوسط المحيط. لنفترض أن النفاث يقترب من يسارك، وأن الوسط المحيط يقترب من يمينك. الفضاء الذي تقف فيه ممتلئ بمادة نشأَت نتيجة تصادم مادة النفاث مع مادة الوسط المحيط. هذه المادة شديدة السخونة؛ لأن الطاقة الحركية المنتظمة للنفاث القادم من اليسار، والمادة المحيطة القادمة من اليمين قد تحولتا إلى حركةٍ عشوائيةٍ سريعة ومضطربة لجُسيمات فردية،



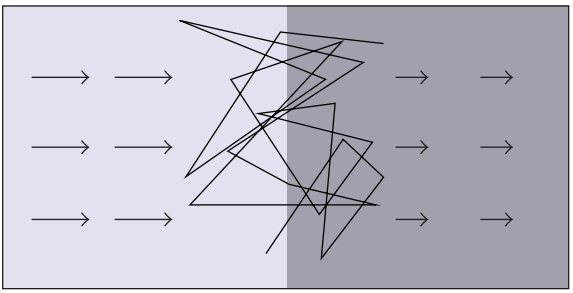
شكل ٦-٣: السرعة الظاهرية لبقعة تتحرك بسرعة ٠,٩٦ أو ٠,٧١ أو ٠,٢٠ من سرعة الضوء على طول خط مائل بزاوية θ بالنسبة إلى خط النظر.

فالجُسيمات الفردية تتحرك بسرعةٍ كبيرة، ولكنها في المتوسط لا تتحرك في أي اتجاه؛ لذا فإن هذه «البلازما المصطدمة» تكون في حالة سكون بالنسبة إليك.

تتحرك منطقة البلازما الصدمية بعيدًا عن المصدر، وتزداد حجمًا باستمرارٍ نتيجة اصطدام المادة الجديدة المنبعثة من النفاث بها من اليسار، والمادة المحيطة بها من اليمين. يُطلَق على المناطق الضيقة التي يجري فيها تحويل الحركة المنتظمة لجُسيمات النفاث والوسط المحيط إلى حركةٍ عشوائيةٍ اسم «الصدمات».

عادةً ما تكون هذه الصدمات ما يطلق عليها الفزيائيون «الصدمات غير التصادمية». بالنظر إلى أن الصدمة هي بالتحديد المنطقة التي يصطدم فيها مائعٌ سريع الحركة بمائعٍ أبطأ، فربما يبدو وصفها بأنها «غير تصادمية» غير منطقي. ولكن هذا يعني أن سرعة الجُسيمات تتغير بسبب مجالٍ كهرومغناطيسي يمتد على نطاقٍ أطول بكثير من المسافة الفاصلة بين الجُسيمات الفردية. ومن ثَم، لا يجري إبطاء الإلكترونات أو البروتونات الواردة عَبْر الاصطدام مع ذراتٍ أو أيوناتٍ فردية، بل بفعل مجالٍ كهرومغناطيسي سلِس نوعًا ما تُولِّده أعدادٌ هائلة من الإلكترونات والأيونات مجتمعةً (الشكل ٦-٤).

ينشأ هذا المجال في الأساس نتيجة فصل الإلكترونات عن الأيونات، وذلك نتيجة الفارق الهائل في الكتلة بينهما (بمقدار يزيد على ١٨٠٠ مرة)؛ فالإلكترونات القادمة



شكل ٦-٤: تصطدم البلازما القادمة بسرعة من اليسار ببلازما أبطأ حركةً على اليمين. عند الاصطدام، تتباطأ البلازما وتصبح أكثر كثافة، وهو ما يُرمز إليه بالأسهم الأصغر والظل الداكن. يُظهر الخط المتعرِّج مسار جُسيمٍ سريع يتعرض لتبعثراتٍ متعددة؛ حيث يعبر غالبًا الحد الفاصل بين المنطقتَين بين التبعثرات.

تتباطأ قبل الأيونات الأكثر ضخامة بكثير، مما يؤدي إلى نشوء مناطق ذات كثافة شحنات موجبة وسالبة. هذه المناطق تُولِّد مجالًا كهربائيًّا يجذب الإلكترونات في اتجاهٍ معين والأيونات في الاتجاه المعاكس، مما يؤدي إلى تقارب سرعتها المتوسطة. تشير الفروقات في السرعات المتوسطة للإلكترونات والأيونات إلى وجود تياراتٍ كهربائية، التي بدورها تُولِّد مجالات مغناطيسية. علاوةً على ذلك، تكون تدفُّقات الإلكترونات والأيونات غير مستقرة للغاية في هذه المنطقة، مما يؤدي إلى تغيراتٍ زمنية في المجالات الكهربائية والمغناطيسية. ونظرًا لكون هذه المجالات متغيرة زمنيًّا، فإنها قادرة على تعديل طاقة الإلكترونات والأيونات الفردية، وفي المتوسط، تنقل الطاقة من الأيونات إلى الإلكترونات؛ ففي التدفق الأصلي والمنتظم قبل الصدمة، كان كلٌّ من الإلكترونات والأيونات يتحرك بالسرعة نفسها، مما يعني أن الطاقة الحركية للمادة كانت محصورةً في الغالب في الأيونات. أما بلازما ما بعد الصدمة «فتسترخي» إلى حالة من التوازن الحراري حيث يكون لكلٍّ من الإلكترونات والأيونات نصف الطاقة الحركية التي أصبحَت الآن عشوائية. يُعَد النقل الصافي للطاقة الحركية من الأيونات إلى الإلكترونات جزءًا أساسيًّا من هذه العملية الاسترخائية.

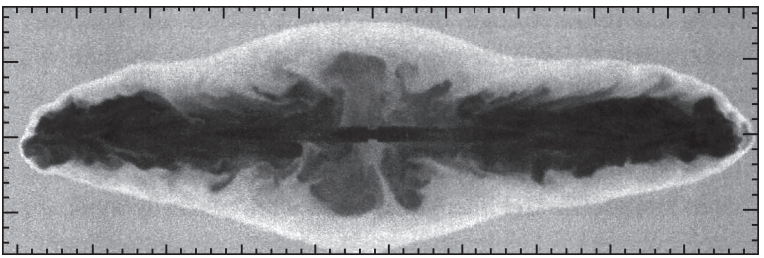
تُشبه البلازما الصدمية كازينو قمارٍ يجلب إليه المقامرون أموالهم التي يُعاد توزيعها داخل الكازينو. ناقشنا للتو كيف يؤثِّر هذا النقل على المقامر ذي المستوى المتوسط. ولكن بعض المقامرين يصبحون أثرياءَ للغاية نتيجة اكتسابهم للثروة في مرحلةٍ مبكرة.

في البلازما، يُعادل مفهوم الثروة الطاقة الحركية؛ فكلما تحرك الجُسيم بسرعة أكبر، زادت صعوبة انحرافه عن مساره. عندما يصل الجُسيم إلى سرعة كافية، يمكنه الإفلات تمامًا من المنطقة الصدمية؛ ومن ثَم الدخول إلى إحدى المنطقتَين على اليمين أو اليسار؛ حيث يكون التدفق منتظمًا. وبما أن هذه المناطق واسعة جدًّا، فإن الجُسيم «سوف» ينحرف إلى هناك، ثم يعود مرةً أخرى إلى المنطقة المتأثرة بالصدمة. ولكن عندما يعود، سيتحرك بسرعة أكبر من سرعته عند المغادرة، والسبب في ذلك هو أن انحرافاته في التدفق المنتظم أدَّت إلى عكس اتجاه سرعته «بالنسبة إلى التدفق». في الحالة غير النسبية، تصبح سرعته الجديدة هي مجموع سرعته الأصلية وسرعة المادة المتدفقة. وبما أن الجُسيم الآن يتحرك أسرع من أي وقتٍ مضى، فمن المحتمل أن يعبُر المنطقة الصدمية مباشرةً ويدخل إلى المنطقة المقابلة ذات التدفق المنتظم؛ حيث سينعكس اتجاه سرعته مجددًا بالنسبة إلى ذلك التدفق، وسيعود بسرعةٍ أكبر. من خلال هذه العملية، المعروفة باسم «تسارع فيرمي»، يمكن للجُسيمات اكتساب عوامل لورنتز كبيرة جدًّا. في الواقع، هكذا يمكن تسريع الأشعة الكونية التي نرصدها على الأرض.

ونظرًا لكون البلازما الصدمية شديدة السخونة، فهي تعمل كمائعٍ عالي الضغط، وتتمدد في أي اتجاهٍ متاح لها. يمنعها «ضغط الدفع» الناتج عن النفاث على اليسار والوسط المحيط على اليمين من التمدد في هذَين الاتجاهَين، ولكن يمكنها عادةً التمدد عموديًّا. عند تدفقها للخارج عموديًّا على النفاث بهذه الطريقة، فإنها تُشكل تدريجيًّا «شرنقة» من البلازما تحيط بالنفاث، كما هو مبيَّن في الشكل ٦-٥.

الإشعاع السنكروتروني

داخل الشرنقة، هناك العديد من الإلكترونات التي جرى تسريعها إلى عوامل لورنتز كبيرة عَبْر عملية فيرمي. تحتوي الشرنقة دائمًا على مجال مغناطيسي، وتدور الإلكترونات حول خطوط القوة لهذا المجال، مما يؤدي إلى انبعاث إشعاع كهرومغناطيسي أثناء دورانها. إذا كانت الإلكترونات غير نسبية، فإن الإشعاع يكون عند تردد واحد، وهو «تردُّد لارمور» (ν_{L})، الذي يتناسب مع شدة المجال المغناطيسي. أما إذا كانت الإلكترونات نسبية، فإن الإشعاع يغطي نطاقًا من الترددات يمتد حتى $\gamma^2\nu_{\mathrm{L}}$ ويُعرف باسم «الإشعاع السنكروتروني». يمكن استنتاج معامل لورنتز النموذجي للإلكترونات المُشعَّة من طيف



شكل ٦-٥: محاكاة حاسوبية لشرنقة منتفخة بفعل النفاث. يشير التظليل الداكن إلى كثافة منخفضة. يمثل اللون الرمادي عند الحافة الغاز المحيط بالمجرَّة غير المضطرب. يَظهر الشريط الفاتح داخل هذه المنطقة نتيجة انضغاط هذا الغاز بفعل الصدمة. تُشير الظلال الداكنة الأعمق إلى بلازما شديدة السخونة ومضطربة، جرى تسخينُها في الصدمات الواقعة عند أطراف النفاثات.

الإشعاع. وبسبب ضعف المجالات المغناطيسية عادةً في الفضاء بين النجوم والفضاء بين المجرَّات، فإن التلسكوبات الراديوية لا يمكنها أن ترصد سوى الإشعاع السنكروتروني الصادر عن الإلكترونات ذات عامل لورنتز $\gamma \gtrsim 10^4$، ولكن عادةً ما يمكن رصد الإشعاع السنكروتروني.

النسبية العامة

رأينا أن نظرية النسبية الخاصة نشأَت من معادلات ماكسويل في الكهروديناميكا، لكنها كشفَت عن تماثُلٍ أساسي في الزمكان. اقتنع أينشتاين بأن «جميع» القوانين الفيزيائية الأساسية يجب أن تعكس هذا التماثل، وكانت إحدى النظريات التي فشلَت في تحقيق ذلك على نحوٍ ملحوظ هي نظرية نيوتن للجاذبية.

هناك تشابهٌ وثيق للغاية بين الجاذبية والاستاتيكا الكهربائية؛ فمثل الجاذبية، تتناسب قوة الاستاتيكا الكهربائية مع معكوس مربع المسافة. أظهرَت نظرية النسبية أن المغناطيسية هي تعديل نسبي للاستاتيكا الكهربائية، بمعنى أن الراصد المتحرك يرى جزءًا من المجال الكهربائي كمجالٍ مغناطيسي؛ لذلك من المتوقع أن يبدو مجال الجاذبية مختلفًا للراصد المتحرك. على وجه الخصوص، يجب أن نتوقع أن تعتمد قوة الجاذبية الكاملة المؤثِّرة على جسمٍ ما على سرعته، تمامًا كما أن القوة الكهرومغناطيسية المؤثِّرة

على شحنة لها مكوِّنٌ مغناطيسي يتناسب مع السرعة. وبما أن الفوتونات تتحرك أسرع من أي جُسيمٍ ذي كتلة سكون غير صفرية، فإن فهم هذا المكوِّن أمرٌ أساسي لفهم كيفية تأثير مجال الجاذبية على الفوتونات.

ثمَّة جانبٌ خاص للجاذبية لا يوجد في الاستاتيكا الكهربائية، وكان أينشتاين مقتنعًا بأهميته الجوهرية. هذا الجانب هو أن قوة الجاذبية تتناسب مع الكتلة. تقول الأسطورة إن جاليليو أثبت هذه الحقيقة نحو عام ١٦٠٠ بإسقاط كرتَين بوزنَين مختلفَين تمامًا من أعلى برج بيزا المائل، حيث وصلَت الكرتان إلى الأرض في اللحظة نفسها تقريبًا رغم اختلافهما في الوزن. لم تكن تجربة جاليليو دقيقة بدرجةٍ كبيرة. أُجري اختبارٌ أفضل بكثير لاعتماد قوة الجاذبية على الكتلة بقياس الفترات الزمنية لاهتزاز بندولاتٍ متساوية الطول، ولكن بكُرات ثِقلٍ مصنوعةٍ من موادَّ وكتلٍ مختلفة. في عام ١٨٩١، صمَّم البارون رولاند أوتفوش تجربة أظهرَت هذه التناسبية بدقةٍ عالية للغاية، من خلال دراسة التوازن بين انجذاب جسمٍ ما نحو الشمس والقوة المطلوبة للحفاظ عليه في مداره حولها. رأى أينشتاين أن مثل هذه التناسبية الدقيقة لا يمكن أن تكون مجرَّد مصادفة، بل لا بد أن تنبثق حتمًا من النظرية الصحيحة للجاذبية.

كافَح أينشتاين ١٠ سنواتٍ ليضع إطارًا رياضيًّا لهذا المفهوم، وأصبحَت نظريته الناتجة بلا شك واحدةً من أعظم الإنجازات الإبداعية في تاريخ البشرية. لقد فعل أينشتاين للجاذبية ما فعله ماكسويل للكهرومغناطيسية؛ حيث جمع عناصرَ فيزيائيةً متفرقة في بنيةٍ رياضيةٍ متماسكةٍ واحدة، لا تحتوي فقط على الفيزياء التي ألهمَتها، بل أيضًا على تنبؤات بظواهرَ جديدة كليًّا.

يتولد المجال الكهرومغناطيسي بفعل كثافة الشحنة والتيار الكهربائي. بينما يتولد مجال الجاذبية بفعل كثافة الطاقة–الزخم وتدفقات هذه الكمية. في الفيزياء النيوتنية، تتولد الجاذبية بفعل الكتلة، التي تكافئ الطاقة وفقًا للمعادلة $E = mc^2$. إلا أن النسبية العامة تُظهر أن هذا التصور محدودٌ للغاية، ويرجع ذلك إلى افتقارنا إلى الخبرة مع الأجرام الضخمة ذات السرعات العالية أو الضغوط الشديدة، مما يجعلنا غير مدركين لحقيقة أن كلًّا من الزخم وتدفق الطاقة–الزخم يُسهِمان أيضًا في توليد مجال الجاذبية. نحن ننظر أيضًا للجاذبية على أنها قوةُ جذب دائمًا، بينما تبيِّن النسبية العامة أنها قد تكون أيضًا قوة تنافر.

معادلات ماكسويل هي معادلاتٌ تفاضلية تُستخدَم في تحديد المجال الكهرومغناطيسي الناجم عن كثافةٍ معيَّنة من الشحنة الكهربائية والتيار الكهربائي، وبالمثل، فإن معادلات أينشتاين معادلاتٌ تفاضلية تُستخدَم في تحديد مجال الجاذبية الناجم عن كثافةٍ معيَّنة وتدفُّق معيَّن للطاقة-الزخم. إلا أن معادلات ماكسويل خطية، بينما معادلات أينشتاين «معادلات غير خطية»، وفي حالة المعادلات «الخطية»، يمكن حل المعادلة لإيجاد حلولٍ بسيطة، ثم تجميع هذه الحلول للحصول على حلولٍ أكثر تعقيدًا. أما في المعادلات غير الخطية، فإن مجموع حلَّين لا يُعطي بالضرورة حلًّا، مما يجعل بناءَ حلولٍ معقَّدة عَبْر جمعِ حلولٍ أبسط أمرًا غير ممكن.

نتيجةً لهذه المشكلة، فإن الحلول الدقيقة الوحيدة لمعادلات أينشتاين المتاحة حاليًّا هي تلك التي تتضمن تماثلاتٍ خاصة. أول وأشهر هذه الحلول هو الحل الذي قدَّمه كارل شفارتزشيلد عام ١٩١٦. يصف هذا الحل مجال الجاذبية حول كتلة كروية، وقد ناقشنا تطبيقه على النظام الشمسي في الفصل الخامس، تحت عنوان «الأنظمة الكوكبية خارج المجموعة الشمسية». في عام ١٩٦٣، عمَّم روي كير هذا الحل ليشمل مجال الجاذبية حول جِرمٍ دوَّار، وهو حلٌّ ذو أهميةٍ كبيرةٍ في فهم المناطق الداخلية للأقراص التراكمية (الفصل الرابع). وهناك حلولٌ دقيقة أخرى تصف نماذجَ كونيةً متماثلة. يمكن توسيعُ أيٍّ من هذه الحلول الدقيقة إلى حلٍّ تقريبي باستخدام نظرية الاضطراب (التي تطرَّقنا إليها في الفصل الخامس)، وتعتمد العديد من التطبيقات الفلكية للنسبية العامة على هذا النهج. منذ عام ٢٠٠٠، شهدَت الحلول العددية لمعادلات أينشتاين تقدمًا جوهريًّا. ويُعزى ذلك في جانبٍ منه إلى التطور المستمر في القدرة الحاسوبية، ولكن الأهم من ذلك هو التقدم في فهم كيفية التعامل مع هذه المعادلات.

«الجاذبية ذات المجال الضعيف»: لكي تكون نظرية نيوتن في الجاذبية دقيقة، يجب استيفاء شرطَين؛ الأول، يجب أن يكون مجال الجاذبية ضعيفًا، وأن تكون السرعات أقل بكثير من سرعة الضوء. أما الشرط الثاني، فهو الأكثر تقييدًا في التطبيق العملي، خاصةً لأن الفوتونات تنتهكه دائمًا. في علم الفلك، يكون مجال الجاذبية عادةً ضعيفًا وثابتًا زمنيًّا. وفي هذه الحالة، يُوصَف مجال الجاذبية بالكامل باستخدام جهد الجاذبية النيوتني (Φ)؛ فعلى سبيل المثال، عند المسافة r من كتلة نقطية M، يكون جهد الجاذبية $\Phi(r) = -GM/r$.

الانزياح الأحمر الجذبوي

افترِض أننا نقيس تردُّد خطٍّ طيفي صادر عن الذرات الموجودة على سطح جِرمٍ مضغوطٍ مثل القزم الأبيض. في هذه الحالة، عندما نقف عند النقطة $\mathbf{x}_o$ فإننا نستمع فعليًّا إلى نبضات ساعةٍ ذرية لا تتحرك بالنسبة إلينا وتقع عند النقطة $\mathbf{x}_c$ بالقرب من الجِرم المضغوط. لنفترِض أن هذه الساعة تدق مرةً واحدة في الثانية. عندئذٍ، يكون الزمن المنقضي بين استقبالنا للنبضات الضوئية المرسلة مع كل دقة:

$$t_o = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{2}\Phi(\mathbf{x}_o)/c^2}{1 + \frac{1}{2}\Phi(\mathbf{x}_c)/c^2}}\,\mathrm{s}$$

بما أن الساعة أقرب منا إلى الجِرم المضغوط، فإن $\Phi(\mathbf{x}_c) < \Phi(\mathbf{x}_o)$ ويكون $t_o > 1\,\mathrm{s}$. أي إننا نرى أن الساعة تعمل ببطء. وعند العودة إلى الحالة التي تكون فيها الساعة ذرةً متذبذبة، فإن التردد المُقاس $\nu_o = 1/t_o$ أقل من التردد الأصلي $\nu_c = 1/t_c$؛ حيث t_c هو الزمن بين الدقات كما يُقاس عند النقطة $\mathbf{x}_c$. وتُعرف هذه الظاهرة باسم «الانزياح الأحمر الجذبوي».

عدسة الجاذبية

ينتقل الضوء عَبْر الزجاج أو الماء أبطأ من انتقاله عَبْر الهواء، مما يؤدي إلى انحناء الأشعة الضوئية عند دخولها إلى الزجاج أو الماء. تُحدَّد هذه الظاهرة عادةً من خلال «مُعامل الانكسار» (n)، الذي يُعرَّف بحيث تكون سرعة الضوء في وسطٍ ذي معامل انكسار n هي c/n.

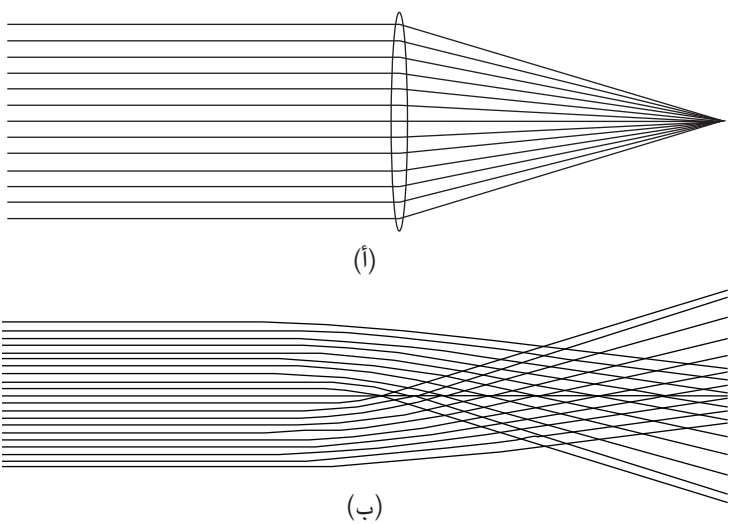
إذا استخدمنا إحداثياتٍ ديكارتيةً عادية (x، وy، وz) واعتبرنا أن المسافة بين نقطتَين x_1 وx_2 على المحور x هي $s = x_2 - x_1$، فإن مجال الجاذبية يمنح الفراغ معامل انكسار يُعطى بالمعادلة:

$$n = 1 + \frac{|\Phi|}{2c^2} \tag{6-1}$$

باستخدام تعريف المسافة الطبيعي الذي اعتمدناه، عندما تكون Φ لا تُساوي صفرًا، يبدو أن الضوء ينتقل عَبْر الفراغ بسرعةٍ أقل من سرعة الضوء. في الواقع، الضوء يتحرك

دائمًا بالضبط بسرعة الضوء، لكن معادلتنا تُعطي قيمةً أقل بسبب تقليلنا لتقدير المسافة بين x_1 وx_2. ولكنه من المفيد جدًّا تصوُّر أن الفوتونات تتحرك بسرعةٍ أبطأ من سرعة الضوء في حالة $\Phi(x)$ أصغر من الصفر.

هذه الفرضية مفيدة لأنها تتيح لنا استخدام معرفتنا بالبصريات للتنبؤ بكيفية انحراف الضوء بفعل مجال الجاذبية. تعمل العدسة على تركيز حزمةٍ ضوئيةٍ متوازية عن طريق إبطاء الفوتونات التي تمُر عَبْر مركز العدسة أكثر من تلك التي تمُر بعيدًا عن محورها؛ حيث تكون العدسة أرق (انظر الشكل ٦-٦، اللوحة العلوية). في الواقع، تُصمَّم العدسة بحيث يكون الزمن الذي تستغرقه الفوتونات للانتقال من مصدرٍ بعيد إلى الصورة مستقلًّا عن المسافة من المحور التي يعبُر عندها الفوتون عَبْر العدسة، وهذا ما يُعرف بـ «مبدأ فيرما لأقل زمن».



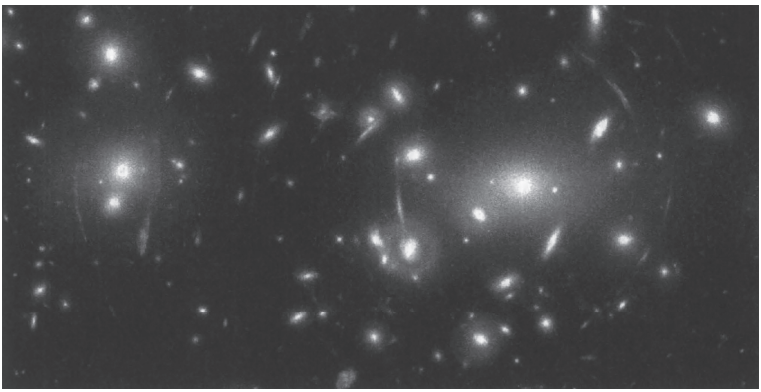
شكل ٦-٦: عدسة مُصمَّمة لجعل حزمة من الأشعة المتوازية في البداية تمُر جميعها عَبْر البؤرة (أ). تتسبب عدسة الجاذبية (ب) في تقارب الأشعة المتوازية في البداية ولكنها لا تجعلها تمُر عَبْر نقطة واحدة. كتلة الجِرم الذي يعمل كعدسة للجاذبية ضخمة بشكلٍ غير واقعي بأكثر من عدة قوًى عشرية لدرجة لا يمكن معها رؤية الانحرافات بسهولة.

أحيانًا يمُر خط رؤيتنا إلى جِرمٍ بعيد، مثل نجمٍ زائف، بالقرب من مركز جسمٍ ذي كتلةٍ ضخمة، مثل مجرَّة أو عنقودٍ مجرِّي. في هذه الحالة، يعمل مجال جاذبية الجِرم الوسيط عمل العدسة، مما يؤدي إلى انحراف الأشعة التي كانت تتباعد عن المصدر لتتقارب عند نقطةٍ قريبة منا. يُظهر الجزء السفلي من الشكل ٦-٦ مثالًا كميًّا على هذه الظاهرة.

كما يوضح الشكل ٦-٦، فإن العدسة التي تتشكل بفعل مجال جاذبية نموذجي تكون ذات جودةٍ ضعيفة؛ إذ لا تجعل جميع الأشعة تتقاطع عند نقطةٍ واحدة، مما يؤدي إلى إنتاج صورٍ غير واضحة ومشوَّهة. في الواقع، من المحتمل أن تتسبَّب عدسة الجاذبية في تكوين عدة صور للجِرم نفسه. في عام ١٩٧٩، اكتُشِفَ أول مثال على ظاهرة «التعدُّس القوي» هذه؛ حيث اكتُشِفَ النجم الزائف التوءم SBS 0957+561، الذي لا يزال أحد أكثر الأمثلة المذهلة؛ حيث تكوِّن المجرة في حالة الانزياح الأحمر $z = 0.355$ صورتَين منفصلتَين للنجم الزائف ذاته بفاصل ستِّ ثوانٍ قوسية. منذ اكتشاف SBS 0957+561، أُجريَت عمليات بحث منهجية عن النجوم الزائفة ذات الصور المتعددة، وأمكن العثور على مئات الأمثلة، بعضها بأربع صور، ولكن على نحوٍ شبه دائم بمسافات فصل أصغر من تلك التي اكتُشِفَت للنجم الزائف SBS 0957+561.

كما رأينا في الفصل الرابع، فإن إضاءات النجوم الزائفة تتغير بشكلٍ كبير على مدى فترات تمتد من أشهرٍ إلى سنوات. عند تكوين صورٍ متعددة لنجمٍ زائف، فإن كل صورة ترتبط بزمنٍ معيَّن لوصول الفوتونات من النجم الزائف إلى الأرض. يمكن قياس الفروقات في هذه الأزمنة من خلال تحديد مقدار الإزاحة الزمنية اللازمة لتقديم أو تأخير تسجيل سطوع إحدى الصور؛ بحيث يتطابق مع سجل سطوع صورةٍ أخرى. ويمكن حساب هذه الفروقات الزمنية لأي نموذج لمجال الجاذبية الذي يشكل العدسة، وهي تتناسب طرديًّا مع «ثابت هابل» (H)، الذي يربط بين الانزياح الأحمر (z) والمسافة (s) من خلال المعادلة $z = Hs/c$؛ لأن هذا يحدد المسافة إلى جِرمٍ ذي انزياح أحمر كوني معلوم؛ فكلما زادت هذه المسافة، زادت المدة الزمنية التي استغرقَتها الفوتونات للوصول إلينا، وازداد التأخير الزمني المرتبط باختيار مسار أطول.

يُعد التصوير المتعدد للنجوم الزائفة والمجرَّات ظاهرةً نادرة. الشيء الشائع للغاية أن يؤدي مجال الجاذبية الممتد على طول خطوط الرؤية نحو المجرَّات البعيدة إلى تشويه صورها وتكبيرها (الشكل ٦-٧). تُعرف هذه الظاهرة باسم «التعدُّس الضعيف». في



شكل ٦-٧: عدسة الجاذبية الضعيفة في العنقود المجرِّي أبيل ٢٢١٨. تُمدد صور المجرَّات الواقعة خلف العنقود بواسطة مجال الجاذبية الخاص بالعنقود، مما يؤدي إلى تشكيل أقواسٍ متعامدة مع اتجاه المجال.

حالة التعدُّس الضعيف يلعب مجال الجاذبية دور العدسة الأولية غير المصقولة جيدًا في تلسكوبٍ عملاق. بسبب تأثير التعدُّس الضعيف قد تُصبح المجرَّات أكثر سطوعًا بشكلٍ ملحوظ، مما يُتيح فرصة لدراستها بتفصيلٍ أكبر بكثير من المجرَّات العادية في حالة الانزياح الأحمر.

يمكن لعلماء الفلك الاستفادة حتى من رداءة جودة عدسات الجاذبية. إذ تتمدد الصورة التي تتأثر بالتعدُّس الضعيف بشكلٍ متعامد مع اتجاه مجال الجاذبية. لذا، إذا شاهدنا مجموعةً من المجرات المستديرة في الأصل من خلال عدسة الجاذبية، فستبدو هذه المجرات إهليلجية الشكل. ستكون المحاور القصيرة لهذه القطوع الناقصة موازيةً للإسقاط السماوي لمجال الجاذبية، وستعكس نِسَب المحاور لهذه القطوع قوة المجال. يُعد استخدام هذه الفكرة لقياس مجالات الجاذبية أمرًا صعبًا من الناحية العملية، لا سيما بسبب الطبيعة الإهليلجية لصور المجرَّات. ولكن تشوُّه الصور بفعل مجال الجاذبية يؤدي إلى محاذاة القطوع الناقصة للمجرَّات المتقاربة في السماء، وقد أصبح القياس الدقيق لهذا التأثير أداةً رئيسيةً في علم الكونيات الحديث.

عدسة الجاذبية الصغرية

عندما يمُر نجمٌ في المقدمة أمام نجمٍ في الخلفية، قد يشكِّل مجال جاذبيته عدسةً قوية تعمل على تركيز ضوء النجم الخلفي. عادةً ما تتشكل صور النجم الخلفي بالقرب الشديد من بعضها لدرجة أن التلسكوبات الحالية لا يمكنها فصلها، لكن يمكن الاستدلال على تأثير العدسة من خلال طريقة سطوع النجم الخلفي مع تركيز مجال الجاذبية لضوئه نحو الأرض. يُعرف تكوين الصور المتعددة غير القابلة للفصل باسم «عدسة الجاذبية الصغرية»، ويُعد أداةً مهمةً لاستكشاف محتوى مجرَّتنا. في كثير من الحالات، يكون النجم في المقدمة خافتًا جدًّا بحيث لا نرى سوى نجمٍ واحدٍ يزداد سطوعه بزيادة مفاجئة ومؤقتة.

منذ أواخر تسعينيات القرن العشرين، يُرصَد سطوع مئات الملايين من النجوم كل ليلة، وتُكتشَف آلاف الحالات التي يحدث فيها تأثير عدسة الجاذبية الصغرية. لكن تفسير البيانات يظل مسألةً معقَّدة بسبب التغيرات في إضاءة العديد من النجوم. هناك طريقتان للتمييز بين هذه التغيرات وعدسة الجاذبية الصغرية: (١) عادةً ما تكون التغيرات الطبيعية مصحوبة بتغير في اللون، بينما لا يكون الحال كذلك في حالة تأثير عدسة الجاذبية الصغرية، (٢) من غير المرجَّح أن يخضع النجم لتأثير عدسة الجاذبية الصغرية أكثر من مرة عَبْر تاريخه، في حين أن النجم الذي يشهد تغيرًا في إضاءته من المرجَّح أن يشهده بشكلٍ متكرر.

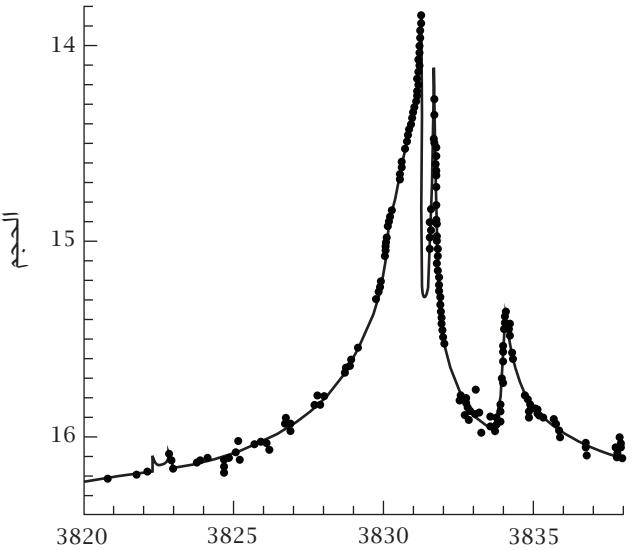
يُعد تأثير عدسة الجاذبية الصغرية مهمًّا لأنه يتيح لنا اكتشاف مجالات الجاذبية للأجرام الخافتة جدًّا لدرجة لا يمكن معها رؤيتها مباشرةً. في الواقع، يعتمد احتمال خضوع أي نجم لتأثير عدسة الجاذبية الصغرية، في أي لحظةٍ زمنيةٍ، فقط على كثافة كتلة الأجرام المسبِّبة لتأثير عدسة الجاذبية على طول خط النظر إلى النجم، وليس على كتلة أي جِرمٍ منفرد. لذلك، قد يكون احتمال تعرُّض نجمٍ معيَّن لتأثير عدسة الجاذبية الصغرية الليلة $١٠^{-٦}$، بغَض النظر عما إذا كانت كثافة الكتلة تتألف من ثقوبٍ سوداء بكتلة ١٠٠٠ كتلة شمسية، أو نجومٍ بكتلة واحد كتلة شمسية، أو كواكبَ مشابهة للمشتري بكتلة $١٠^{-٣}$ كتلة شمسية. ما يتغير بين هذه الحالات هو مدة حدث عدسة الجاذبية الصغرية النموذجي، التي تتناسب طرديًّا مع كتلة الجِرم المتسبِّب في تأثير عدسة الجاذبية. لذا، إذا كانت الثقوب السوداء هي المسئولة عن تأثير عدسة الجاذبية، فإن كل حدثٍ سيستمر مليون مرة أطول، مقارنةً بما إذا كانت الكواكب بحجم المشتري هي المسبِّبة له، وسيكون هناك عددٌ أقل من الأحداث بمقدار مليون مرة سنويًّا. ومن ثَم، من خلال

مراقبة سطوع النجوم، يمكن تحديد كلٍّ من كثافة الأجرام المسبِّبة لتأثير عدسة الجاذبية وكتلتها النموذجية. إذا كانت هذه الأجرام ضخمةً جدًّا، فسنحتاج إلى قَدْرٍ كبير من الحظ لرصد حدثٍ واحد، وإذا كانت كتلها صغيرة جدًّا، فستكون الأحداث قصيرة جدًّا لدرجة أنه لن يكون لدينا عددٌ كافٍ من المشاهدات أثناء أي حدثٍ مُعيَّن، للكشف عن الزيادة والانخفاض المميزَين في السطوع، اللذَين يميِّزان حدثَ تأثير عدسة الجاذبية الصغرية عن الضوضاء. لكن نطاق الكتل التي يمكن للرصد أن يكون حساسًا لها واسعٌ جدًّا؛ إذ يتراوح بين نحو ١٠٠ إلى ١٠⁻³ كتلة شمسية. ومن ثَم، يُستخدَم تأثير عدسة الجاذبية الصغرية لوضع حدودٍ عليا لكثافة النجوم ذات الكتل المنخفضة جدًّا والكواكب الشاردة (الطليقة) داخل مجرَّتنا. كما يُستخدَم لاكتشاف أنظمةٍ كوكبيةٍ لا يمكن رصدها بوسائلَ أخرى.

عندما يبدأ نجمٌ يخضع للرصد الدوري في السطوع بطريقة توحي بحدوث تأثير عدسة الجاذبية الصغرية، يمكن ضبط نموذجٍ لتأثير العدسة على البيانات المتاحة. إذا أشار هذا النموذج إلى أن النجم الخلفي سيمُر على مقربةٍ شديدةٍ من مركز العدسة (حيث يقع نجمٌ غير مرئي)، يُنبَّه الراصدون حول العالم، بما في ذلك العديد من الفلكيين الهواة، إلى أن رصد النجم بشكلٍ متواصل على مدار الساعة يصبح أمرًا بالغ الأهمية، وهذا شيء لا يمكن تحقيقه من موقعٍ واحد أو موقعَين فقط. خلال الساعات القليلة التي يكون فيها النجم قريبًا جدًّا من مركز العدسة، يمكن لمساهمة الكواكب في مجال الجاذبية المتسبِّب في تأثير العدسة أن تؤدي إلى تغيراتٍ كبيرة في السطوع المرصود، مما يكشف عن وجودها (الشكل ٦-٨).

انحراف الضوء بواسطة الشمس

يشكل مجال جاذبية الشمس عدسةً تحيط بنا. عند مسافتنا من الشمس، تُعطي المعادلة (6-1) معامل انكسار قريبًا جدًّا من الواحد ($n - 1 \simeq 5 \times 10^{-9}$)، مما يعني أن أشعة الضوء تتعرض لانحرافاتٍ طفيفة للغاية أثناء انتقالها إلينا، باستثناء الحالات التي تمُر فيها بالقرب الشديد من سطح الشمس؛ حيث يصبح $n - 1$ أكبر بنحو ١٠٠ مرة. يؤدي انحراف الضوء القادم من النجوم بفعل تأثير جاذبية الشمس إلى تغيير في مواقع هذه النجوم في السماء، ويمكن من حيث المبدأ قياس هذه التغيرات عَبْر مقارنة الصور الفلكية لمجالٍ نجمي معيَّن مأخوذةً في فصولٍ مختلفة من السنة.



شكل ٦-٨: حدث عدسة الجاذبية الصغرية OGLE-2006-BLG-109. سطوع النجم المقيس في ١٢ مرصدًا موضح في مقابل الزمن بوحدة الأيام. يولِّد مجالًا جاذبية كوكبَين تقلباتٍ سريعةً للغاية في السطوع. توفِّر هذه البيانات كتلة النجم بمقدار ٠,٥١ كتلة شمسية وكتل الكواكب ٢٣١ كتلة أرضية و٨٦ كتلة أرضية، وهي مشابهة لكتلتَي المشتري وزحل.

عندما كانت نظرية أينشتاين لا تزال جديدة وغير مُختَبَرة، كان من غير الممكن رصد النجوم القريبة من الشمس إلا في أثناء الكسوف الشمسي. علاوةً على ذلك، كان القياس المطلوب بالغ الصعوبة؛ حيث إن الإزاحة المتوقَّعة في موضع النجم، حتى لو كان على حافة قرص الشمس، لا تتجاوز ١,٧٥ ثانية قوسية، وجميع النجوم ضمن مجال رؤية صغير ستخضع لإزاحة مشابهة، مما يجعل قياس المواضع المطلقة للنجوم أكثر صعوبة بكثير من قياس الزوايا بين النجوم المجاورة. ولكن خلال كسوف عام ١٩١٩، قاس فريق بقيادة آرثر إدينجتون إزاحاتٍ متوافقةً مع تنبؤات أينشتاين.

يمكن من مركبةٍ فضائيةٍ رصد النجوم حتى بالقرب من الشمس، لكن التلسكوبات الفضائية تتجنب ذلك؛ لأن حسَّاساتها الدقيقة قد تتعرض للتلف الشديد إذا دخل أي جزء من قرص الشمس إلى مجال الرؤية عن طريق الخطأ. يتمتع القمر الاصطناعي

جايا، الذي أُطلِق في ديسمبر ٢٠١٣، بدقة قياس فائقة للمواضع النجمية (أصغر بكثير من ٠,٠٠٠٠١ ثانية قوسية) لدرجة أنه يجب أخذ تأثير إزاحة أينشتاين في الاعتبار عند قياس مواضع النجوم في السماء بأكملها. في الواقع، يتعين على التحليل أيضًا أن يأخذ في الحسبان انحراف الضوء بفعل الكواكب.

تأخيرات شابيرو

في ستينيات القرن العشرين، أصبح من الممكن ارتداد موجات الرادار عن الكواكب. كان الهدف هو قياس الزمن الذي تستغرقه النبضات للعودة إلى الأرض، ومقارنته بالزمن المتوقع وفقًا لنموذج النسبية العامة للنظام الشمسي. واجهَت هذه التجارب المبكرة مشكلتَين رئيسيتَين: (١) لا يحدث الانعكاس عن سطح الكوكب بشكل لحظي، بل يحدث على مدى فترة تعتمد على شكل الكوكب، و(٢) لا تنتقل الموجات الراديوية عَبْر الفضاء بين الكواكب بسرعة الضوء نفسها بالضبط، نظرًا لاحتواء الفضاء على طبقةٍ خفيفةٍ من البلازما تُغيِّر من معامل الانكسار عن القيمة واحد. يمكن تجاوز هاتَين المشكلتَين من خلال الاستعاضة عن الكواكب بمركباتٍ فضائيةٍ مبرمجة على إرسال إشارة استجابة بعد فترة تأخير معروفة بدقة، مما يسمح بقياس تأثير البلازما المتداخلة من خلال مقارنة النتائج باستخدام ترددات إرسال مختلفة، نظرًا لأن التأخير الناجم عن البلازما يعتمد على التردد.

تتيح هذه التجارب فحص مجال الجاذبية داخل النظام الشمسي مباشرة، والذي يُتوقَّع أن يكون شكلًا مضطربًا بدرجة طفيفة من حل كارل شفارتزشيلد لمعادلات أينشتاين. وقد أظهرَت النتائج أن أي فرق بين المجال الحقيقي والمتوقع يجب أن يكون أقل من جزء من الألف.

النجوم النابضة والموجات الثقالية

يمتلك العديد من النجوم النيوترونية، وربما جميعها، مجالاتٍ مغناطيسيةً تمتد منها، وتكتسح الفضاء المحيط أثناء دوران النجم النيوتروني. يمكن للمجال المغناطيسي الدوَّار أن يولِّد حزمة من الموجات الراديوية التي تجوب الفضاء، على غرار الطريقة التي يمسح بها فانوس المنارة الدوَّار سطح المحيط. تسبِّب الفترات الدورية التي تمُر فيها هذه الحزمة عَبْر الأرض في إنتاج الإشارة الراديوية المميزة للنجم «النبَّاض».

يدور النجم النيوتروني بطريقةٍ منتظمةٍ للغاية؛ حيث يصعب على أي تأثيرٍ خارجي في بيئته أن يفرضَ عليه عزمَ دوران ملحوظًا. لذلك، يمكن إجراء قياساتٍ دقيقة عَبْر مقارنة الأوقات التي تُستقبَل فيها النبضات مع الأوقات التي يُتوقَّع أن تكون قد انبعثَت فيها، استنادًا إلى الدوران الثابت للنجم النيوتروني. أهم الأجرام من هذه الناحية هو النابض الثنائي هالس-تايلور (الوارد ذكره سابقًا في هذا الفصل). تتغير المسافة بين النجمَين بين ٠٫٧٥ و٣٫١٥ مليون كيلومتر (للمقارنة، يبلغ نصف قطر الشمس ٠٫٧٠ مليون كيلومتر). أحد النجمَين النيوترونيَّين نجم نباض، وتتنبأ النسبية العامة بنمط معقَّد جدًّا لأزمنة وصول نبضاته الراديوية؛ لأن المسافة التي تقطعها كل نبضة للوصول إلينا تتغير باستمرار، كما يتغير معامل الانكسار الفعَّال للفضاء الذي تعبُره النبضات أثناء مرورها عَبْر مجال الجاذبية المكثف للثنائي النجمي النيوتروني. وقد وُجد أن النمط المتوقع يتطابق تمامًا مع القياسات.

أيُّ نظرية للجاذبية تتسق مع التماثل الذي كشفَته تحويلات لورنتز ستتنبأ بأن النجم الثنائي يشع موجاتٍ ثقالية. في الواقع، عندما تتحرك مصادر مجال الجاذبية، يجري تحديث المجال ليتناسب مع المواقع الجديدة لهذه المصادر بشكلٍ أسرع بالقرب منها مقارنةً بالمناطق البعيدة، ويجري هذا التحديث من خلال موجات تنتشر في المجال انطلاقًا من المصادر المتحركة. تتبع فيزياء الإشعاع الأساسية للموجات الثقالية المبادئ نفسها التي تحكُم الموجات الكهرومغناطيسية؛ لذلك فإن العامل الأساسي للإشعاع الفعَّال هو أن يكون المصدر (الهوائي) ذا حجم لا يقل كثيرًا عن طول الموجة المنبعثة (كما تطرَّقنا في الفصل الثاني). وفي حالة النجم الثنائي، يعني هذا الشرط أن السرعات المدارية للنجوم يجب ألا تكون أقل بكثير من سرعة الضوء. ومن ثَم، فإن نجمَين نيوترونيَّين يكادان يتلامسان سيشعَّان الموجات الثقالية بكفاءةٍ عالية، ويفقدان الطاقة خلال فترة زمنية تُقدَّر بعددٍ قليل من الدورات المدارية (أجزاء من الثانية)، في المقابل فإن نظامًا ثنائيًّا بفاصل حوالي وحدة فلكية واحدة ومدة مدارية تبلغ سنة سيكون مشعًّا ضعيفًا للغاية للموجات الثقالية. من بين أفضل مصادر الإشعاع المعروفة لدينا هو النبَّاض هالس-تايلور. ولكنه ليس مصدرًا عاليَ الكفاءة؛ حيث إن الزمن المميز لفقدان طاقته عَبْر الإشعاع الثقالي يُقدَّر بنحو ٠٫٣ مليون سنة؛ أي ما يعادل نحو ٣٤٠ مليون دورة مدارية. غير أن دقة قياسات توقيت وصول النبضات كانت كافيةً للكشف عن التغير في الفترة المدارية الناتج عن الإشعاع الثقالي، الذي وُجد أنه يتفق على نحوٍ مذهلٍ مع تنبؤات نظرية أينشتاين.

في وقت كتابة هذه السطور، لم تكن قد رُصدَت بعدُ الموجات الثقالية، وذلك لأن بناءَ هوائيٍّ فعَّالٍ يُعدُّ مهمةً بالغةَ الصعوبة؛ إذ يتطلب الأمر أجرامًا ضخمة تتحرك بسرعاتٍ قريبةٍ من سرعة الضوء. يجري تطوير كاشفاتٍ متقدمة تعتمد على تمرير الضوء ذهابًا وإيابًا داخل نفقَين مفرغَين بطول خمسة كيلومترات، يتعامد كلٌّ منهما على الآخَر. تُرصد أهداب التداخل بين الضوء الذي انتقل عَبْر أحد الأنفاق والضوء الذي سلك النفق الآخر. وعند مرور موجةٍ ثقاليةٍ عَبْر النظام، فإنها تغير مُعامل الانكسار الفعَّال داخل الأنفاق، مما يؤدي إلى انزياح أهداب التداخل. التأثير المتوقع لأي مصدر فلكي ضئيل للغاية، لكنه من المفترض أن يُرصَد خلال بضع سنوات. سيُعدُّ هذا الإنجاز واحدًا من أصعب التحديات في تاريخ الفيزياء التجريبية.

الفصل السابع

المجرَّات

عندما تنظر إلى السماء في ليلةٍ مظلمة، فإن معظم النقاط المضيئة التي تراها فوقك هي نجوم داخل مجرَّتنا، وقد تكون نقطتَين أو ثلاث نقاط من أكثرها سطوعًا كواكب، وفي موقعٍ دامس الظلام، قد تتمكن من تمييز البُقع الضبابية الخافتة لسديم أندروميدا، أو إذا كنتَ في موقعٍ بعيدٍ جدًّا جنوبًا، فقد ترى سحابتَي ماجلان. على النقيض من ذلك، فإن معظم المصادر التي تكتشفها التلسكوبات المتقدمة هي مجرَّات. يبدو أن الكون مأهولٌ بالمجرَّات بالطريقة نفسها التي تكتظ بها مجرَّتنا بالنجوم.

تشكيل المجرَّات

يمكن وصف المجرَّة، وفقًا لنموذجٍ تقريبي دقيق، على أنها نظامٌ مكوَّن من عددٍ هائل من الكتل النقطية التي تتحرك بحرية داخل مجال الجاذبية الذي تولِّده مجتمعةً. بعض هذه الكتل نجوم، لكن يُعتقد أن الغالبية العظمى منها جُسيماتٌ أولية لا تزال غير معروفة النوع، التي تُشكِّل مجتمعةً «المادة المظلمة»، وهي مادةٌ غير مرئية ولكن يُستدَل عليها من خلال تأثير جاذبيتها. أصبح علم الفيزياء الفلكية أكثر بساطةً بفضل حقيقة أن النجوم وجُسيمات المادة المظلمة، رغم التباين الهائل في كتلها، تخضعان لمعادلات الحركة نفسها؛ حيث تتحركان بشكلٍ غير نسبي في مجال جاذبية مشترك. ولكن مداراتهما النموذجية مختلفة؛ إذ تميل جُسيمات المادة المظلمة إلى أن تكون في مدارات ذات طاقة أعلى تأخذها بعيدًا عن مركز المجرَّة، ويُعتقد أن مداراتها أقل تركيزًا حول المستوى الاستوائي للمجرَّة مقارنةً بالنجوم؛ إذ إن العديد من هذه النجوم محصورة في قرصٍ رقيق يحتوي على هذا المستوى.

تختلف نسبة الكتلة التي تحتويها النجوم مقارنةً بالمادة المظلمة اختلافًا كبيرًا بين المجرَّات. ففي المجرَّات الأقل كتلةً، وهي «المجرَّات القزمة الكروية»، تكون نسبة الكتلة المحتواة في النجوم أقل من واحد في المائة. أما مجرَّتنا، فتُعد ضمن الفئة التي تمتلك أعلى نسبة من الكتلة النجمية، وهذه النسبة هي نحو خمسة في المائة. وعلى هذا، وبغَض النظر عن نوع المجرَّة التي ندرسها، تظل المادة المظلمة هي العنصر المسيطر على الكتلة الكلية للمجرَّة. ولكن في مجرَّة مثل مجرَّتنا، تهيمن النجوم على الكتلة ضمن بضعة كيلوفراسخ من المركز، بينما تهيمن المادة المظلمة خارجها. وعلى العكس، تهيمن على المجرَّات القزمة الكروية المادة المظلمة في جميع أنصاف الأقطار.

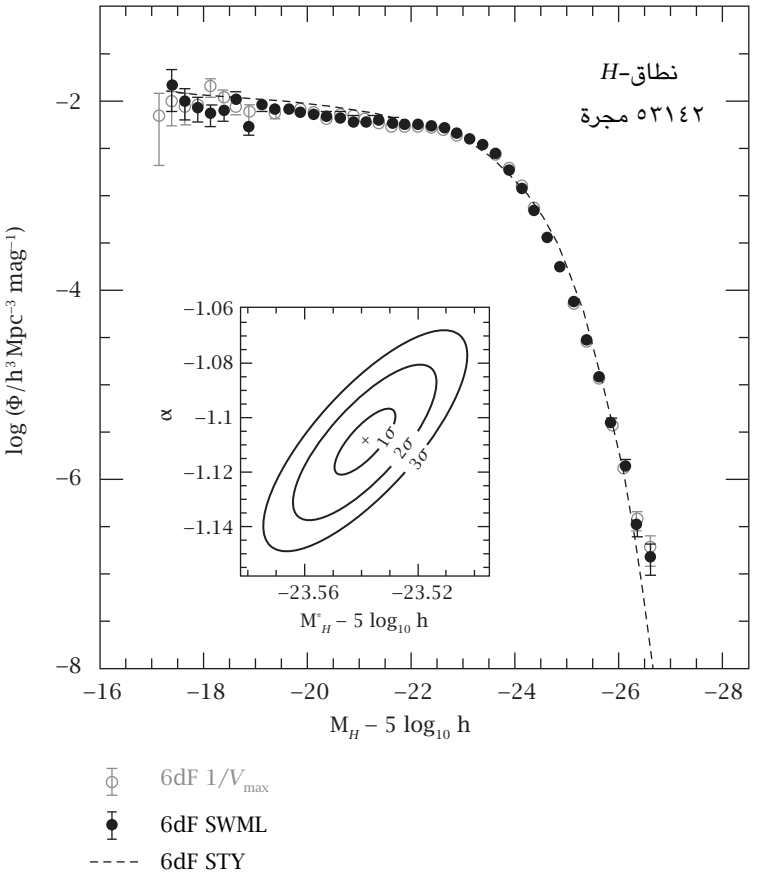
إحدى الخصائص الأساسية لأعداد المجرَّات هي «دالة الإضاءة المجرِّية»، الموضَّحة في الشكل ٧-١. وتبيِّن أعداد المجرَّات لكل وحدة من اللوغاريتم العشري للإضاءة ($\log L$). نرى أن هناك عددًا هائلًا من المجرَّات الخافتة، والقليل من المجرَّات اللامعة؛ على الجانب الأيسر من الشكل ٧-١، عند قِيم الإضاءة المنخفضة، تنخفض دالة الإضاءة على هيئة خطٍّ مستقيم، ثم عند الإضاءة المميزة بالرمز L^* تنخفض بحدة. تتطابق «إضاءة شيشتر» L^* تقريبًا مع إضاءة مجرَّتنا.

ومن خلال دالة الإضاءة المجرِّية، يمكننا طرح السؤال التالي: إذا كررنا اختيار نجمٍ عشوائي من بين جميع النجوم في الكون، فما متوسط إضاءة مجرَّة النجوم المختارة؟ يتضح أن الإجابة قريبة من L^*؛ لذا فمن المحتمل أن يكون من غير المصادفة أن هذه هي إضاءة مجرَّتنا؛ ونتوقع أن هناك عددًا لا حصر له من الحضارات في الكون قد طرحَت هذا السؤال، ومعظمها يدور حول نجم يقع في مجرَّة مشابهة لمجرَّتنا.

تفكيك المجرَّة إلى مكوِّناتها

من المفيد تخيُّل أن المجرَّة تتألف من عدة «مكوِّنات». أحد أكثر المكوِّنات بروزًا في مجرَّتنا هو القرص؛ حيث تقع الشمس (الشكل ٧-٢). وقد تبيَّن أن للأقراص النجمية للمجرَّات كثافاتٍ سطحية تتناقص مع نصف القطر على نحوٍ أُسي تقريبًا.

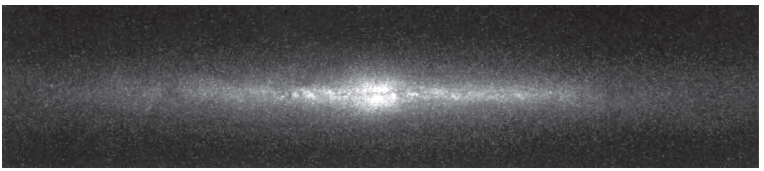
غالبًا ما تحتوي الأقراص النجمية للمجرات على قرصٍ غازي مدمج بداخلها، مثل القرص الغازي في مجرتنا الذي وصفناه في الفصل الثاني. عادةً ما يكون القرص الغازي ممتدًّا شعاعيًّا أكثر من القرص النجمي، لكنه أقل سمكًا بشكلٍ ملحوظ. تميل المجرات التي تحتوي على قرصٍ غازي كبير إلى امتلاك أذرعٍ حلزونية في كلٍّ من أقراصها النجمية



شكل ٧-١: دالة إضاءة مجرية. الكثافة الفضائية للمجرات مُمثَّلة في مقابل الإضاءة. كلا المقياسَين لوغاريتمي.

والغازية. أما إذا كان القرص الغازي ضئيلًا، فعادةً ما تكون الأذرع الحلزونية غائبة. تُعرف المجرَّات التي تمتلك قرصًا نجميًّا واضحًا ولكن قرصًا غازيًّا ضئيلًا بالمجرَّات «المحدَّبة» أو مجرَّات «$S0$». أما مجرَّتنا، فهي تنتمي إلى فئة المجرَّات «الحلزونية».

يهيمن «الانتفاخ» أو «الإهليلج» على النطاق الداخلي لمجرَّتنا، حتى مسافة تقارب ثلاثة كيلوفراسخ (الشكل ٧-٣). وكما توحي هذه التسميات، فإن هذا المكون النجمي



شكل ٧-٢: صورة لمجرَّتنا مُنشأة عن طريق إحصاء نصف مليار نجم. تظهر بوضوح سُحُب الغبار التي تحجب الرؤية.

شكل ٧-٣: رسم توضيحي يُظهر القرص، الانتفاخ/الإهليلج، والهالة.

أقل تسطحًا نحو المستوى الاستوائي مقارنةً بالقرص. ولا يتمتع انتفاخ مجرَّتنا بتماثل محوري (على عكس القرص الذي يقترب من ذلك)، ولكنه يتخذ شكل قضيب. يبلغ طول هذا القضيب نحو ثلاثة أضعاف عرضه، ويتموضع محوره الطويل ضمن المستوى المجرِّي. يدور القضيب حول مركز المجرة كما يدور خافق البيض الكهربائي. وفي تلك الأثناء، تتحرك نجومه بسرعة أكبر ضمن القضيب على مداراتٍ شديدة اللامركزية. يحفِّز القضيب موجاتٍ حلزونية في القرص المحيط به، لكن هذه الموجات تتحرك عَبْر القرص بسرعة أبطأ من سرعة دوران القضيب.

في المجرات المشابهة لمجرتنا، يكون الانتفاخ غالبًا على شكل قضيب. ولكن ليس جميع الانتفاخات كذلك، كما أنه ليست جميع المجرَّات الحلزونية تمتلك انتفاخًا. على

سبيل المثال، ثالث أكثر أعضاء «المجموعة المحلية» للمجرَّات إضاءةً (حيث تُعد مجرَّتنا ثاني أكثرها إضاءةً) هو «سديم المثلث» أو M33، وهو لا يحتوي على انتفاخ. لا يزال وجود مجراتٍ خالية من الانتفاخ مثل M33 يشكِّل لغزًا محيرًا لعلماء الكونيات.

تُعرف «المجرَّات القرصية» بأنها تلك التي يكون فيها الانتفاخ تابعًا للقرص النجمي (الشكل ٧-٢). أما في «المجرَّات الإهليلجية»، فيُهيمِن الانتفاخ على القرص لدرجة أنه لا يمكن رصد القرص، إن تمكَّنا من رصده، إلا من خلال تحليلٍ كمي دقيق للغاية. عادةً ما تكون المجرات الإهليلجية متماثلة محوريًّا، ولكن ليس دائمًا. في المجرَّات الإهليلجية، تكون حركات النجوم أقل انتظامًا بكثير مما هي عليه في القرص — حيث يسود الدوران حول محور التماثل التقريبي — كما أنها أقل انتظامًا في الانتفاخ مقارنةً بمجرَّة مثل مجرَّتنا.

ديناميكا النجوم

نظرًا لأن معظم كتلة المجرَّة تتكون من جُسيمات، ونجوم، ومادة مظلمة نادرًا ما تتصادم، فمن الضروري فهم كيفية تحرُّك عددٍ هائلٍ من الكتل النقطية تحت تأثير جاذبيتها المتبادلة، وهو فرع في علم الفيزياء الفلكية يُعرف باسم «ديناميكا النجوم». يمكن أن تكون هذه الجُسيمات إما نجومًا أو جُسيمات المادة المظلمة؛ حيث لا يوجد فرقٌ كبير بين الحالتَين.

هل من الصحيح التعامل مع النجوم ككتلٍ نقطية؟ الجواب عادةً هو «نعم بكل تأكيد»؛ فبعد نحوي ثلاثة مليارات سنة من الآن، ستصطدم مجرتنا وتندمج مع أقرب جيرانها ضخامة، وهو سديم أندروميدا. عندها، ولمئات الملايين من السنين، ستندفع تياراتٌ من ١١١٠ نجم من كلتا المجرتَين بعضها عَبْر بعض وكأنها عرضٌ عسكري مذهل، وسيكون عدد الاصطدامات الفيزيائية المتوقعة أقل من واحد! في الواقع، البيئة الوحيدة التي قد يكون فيها التعامل مع النجوم كجُسيماتٍ نقطيةٍ أمرًا إشكاليًّا هي في الجوار المباشر للثقب الأسود المركزي للمجرَّة. ولكن حتى في هذه الحالة، فإن الاتصال الفيزيائي قد يكون ذا أهمية فقط بالنسبة إلى النجوم العملاقة، ومن المرجَّح أن يقتصر تأثيره على تجريد الغلاف الجوي المتضخم للنجم دون أن يُفقده معظم كتلته.

تدور الشمس في مدارٍ شبه دائري حول مركز مجرَّتنا، على بُعد يقارب ٨,٣ كيلوفراسخ. القوة الجاذبة تجاه مركز المجرة التي تُبقيها في هذا المدار هي مجموع تأثيرات الجاذبية الناتجة عن ١١١٠ نجوم، إلى جانب عددٍ هائل من جُسيمات المادة

المظلمة التي تشكِّل المجرة. أما النجوم القريبة من الشمس فمساهمتها في هذه القوة لا تُذكَر. هذه الحالة تختلف تمامًا عما يحدث في الأجسام الصلبة أو السوائل، حيث تكون القوى المؤثِّرة على الذرات محكومة بالكامل بالذرات المجاورة مباشرة، نظرًا لأن القوة البين ذرية تتلاشى مع المسافة بسرعةٍ أكبر بكثير من التفاعل الجذبوي بين النجوم. بما أن القوة المؤثِّرة على الشمس يهيمن عليها عددٌ هائل من الأجسام البعيدة، فستتغير القوة بمقدارٍ قليل جدًّا في حالة إزاحة الشمس بمقدار فرسخٍ واحد تقريبًا في أي اتجاه، ولن تتغير كثيرًا خلال المليون سنة القادمة أو نحو ذلك؛ حيث تتغير القوة بسلاسة شديدة عَبْر المكان والزمان. بناءً على ذلك، يمكننا حساب مدار نجمٍ مثل الشمس بدقةٍ عالية عن طريق توزيع كتلة كل جُسيم بسلاسة على مسافات بين جُسيمية، وحساب مجال الجاذبية الناجم عن التوزيع الكتلي المستمر الناتج. عند دراسة أي نظامٍ نجمي، فإن خطوتنا الأولى هي نمذجة مجال الجاذبية بهذه الطريقة، ثم تحليل طبيعة المدارات داخل مجال الجاذبية السلس. إذا كان هذا النهج كافيًا، فإننا نقول إن نصف النظام النجمي «خالٍ من التصادمات».

يمكن معرفة مدار نجمٍ ما من خلال تحديد موضع النجم $\mathbf{x}$ وسرعته $\mathbf{v}$ عند لحظة معينة. وإذا كان كل زوج من القيم $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ يحدد مدارًا مختلفًا، فإن فضاء المدارات سيكون سداسي الأبعاد؛ حيث تكون المواضع والسرعات في فضاءاتٍ ثلاثية الأبعاد. ولكن من الواضح أن الأزواج المختلفة $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ لا تُنتج بالضرورة مداراتٍ مختلفة، لأن أي أزواج تُوجد عند لحظاتٍ زمنية مختلفة على مدارٍ ما تُكوِّن بلا شك المدار ذاته.

يؤدي دمج المدارات داخل مجال الجاذبية النموذجي للمجرة إلى نتيجةٍ مفادها أن فضاء المدارات ثلاثي الأبعاد. وهذا يعني أن كل مدار يمكن تحديده على نحوٍ فريد باستخدام ثلاثة أعداد. يُطلق على هذه الأعداد «ثوابت الحركة»؛ لأن قِيمَها لا تتغير أثناء تحرك الجِرم على طول المدار. المهمة الأساسية لديناميكيا النجوم هي معرفة كيفية حساب ثوابت الحركة J_i المناسبة من زوجٍ ما $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$. وهذا يعني أننا بحاجة إلى خوارزمية لحساب ثلاث دوال $J_i(\mathbf{x}, \mathbf{v})$.

يمكن بعد ذلك اختزال الحالة الديناميكية للمجرة إلى كثافة النجوم وجُسيمات المادة المظلمة داخل فضاءٍ تخيلي تُحدد إحداثياته الكارتيزية من خلال القيم الثلاثة J_i. يُعرف هذا الفضاء باسم «فضاء الفعل». ولكن معرفتنا بكثافة النجوم والمادة المظلمة في فضاء الفعل لا تزال غير مكتملة حتى بالنسبة إلى مجرَّتنا، وهي أقل اكتمالًا بكثير بالنسبة إلى المجرَّات الخارجية.

المجرات والغازات والبلورات

تتكون المجرَّة، مثل لتر من الغاز أو قطعة من الألماس، من عدد هائل من الجُسيمات التي تتفاعل بعضها مع بعض. توفر الفيزياء الإحصائية فهمًا شاملًا نسبيًّا للغازات والبلورات، بدءًا بتحليل مفهوم الاتزان الحراري، وهو الحالة التي يسكن عليها النظام إذا تُرك لفترة كافية دون تدخل. يخبرنا «مبدأ الحد الأقصى للإنتروبيا» بكيفية حساب ترتيب جُسيمات النظام عند وصوله إلى الاتزان الحراري. على سبيل المثال، في حالة الغاز، نجد أن مبدأ الحد الأقصى للإنتروبيا يجعل بالإمكان تحديد عدد الجُزيئات التي تتحرك بأي سرعةٍ معيَّنة («توزيع ماكسويل»)، وكذلك الضغط الذي يبذله الغاز بمعرفة طاقته وحجمه. ثم بإحداث اضطراب في حالة الاتزان الحراري، يمكننا تحديد «معاملات النقل»، مثل سرعة الصوت، والتوصيل الحراري، واللزوجة، وغيرها.

لكن لسوء الحظ، فإن الخطوة الأولى في سلسلة التحليل هذه غير قابلة للتطبيق على المجرَّات؛ لأن المجرة لا تمتلك حدًّا أقصى للإنتروبيا؛ ومن ثَم فهي غير قادرة على تحقيق الاتزان الحراري.

تعني الإنتروبيا الفوضى، وينص مبدأ الحد الأقصى للإنتروبيا ببساطة على أنه في الاتزان الحراري يكون النظام في أقصى درجات الفوضى الممكنة، تبعًا لطاقته وحجمه وأي قيودٍ أخرى على إعادة ترتيب جُسيماته. ولكنَّ نظامًا خاضعًا لقوى الجاذبية الذاتية، مثل المجرة أو النجم، يمكنه دائمًا زيادة الإنتروبيا الخاصة به عن طريق سَحْب كتلته نحو الداخل لزيادة شدة مجال الجاذبية بالقرب من المركز، ثم نَقْل الطاقة المنبعثة من هذا الانكماش المحلي نحو الخارج، وإكسابها للجُسيمات الطرفية؛ تزيد هذه الطاقة المسافة التي يمكن أن تنتقل إليها هذه الجُسيمات من المركز مما يزيد من اضطرابها. في الفصل الثالث، تحت عنوان «الحياة بعد النسق الأساسي»، رأينا أن النجم في مراحله الأخيرة ينكمش لُبه بينما يتمدد غلافه. وهذا لأن النجم يزيد حالة الإنتروبيا الخاصة به من خلال العملية التي وصفناها للتو.

نماذج الاتزان الديناميكية

المشكلة الرئيسية التي نواجهها، نظرًا لأن المجرَّات لا تستطيع تحقيق الاتزان الحراري، هي كيفية استنتاج التوزيع الأساسي للنجوم وجُسيمات المادة المظلمة. بمجرد معرفة هذا

التوزيع، يمكننا حساب معاملات النقل. ولكننا بحاجة إلى معرفة التكوين الذي سنُجري الاضطراب فيه، ولا يوجد لدينا مبدأ نستند إليه لاستنتاجه. إحدى الطرق البديلة هي الاعتماد على محاكاةٍ كونية لتشكُّل المجرات، وأخرى هي مواءمة نموذجٍ ديناميكي للبيانات الرصدية.

لا توفِّر المحاكاة الكونية توقعاتٍ مفيدةً بمفردها؛ لأننا نفتقر إلى الموارد اللازمة لمحاكاة الفيزياء المعقَّدة للغاية لتشكُّل النجوم والمجرَّات. ومن ثَم، تعتمد جميع أشكال المحاكاة على معادلات رياضية يُفترض أنها تقرِّب نتائج العمليات الفيزيائية التي أُهمِلَت، ويجب معايرة المعاملات في هذه المعادلات بناءً على الملاحظات. لذا، إذا كنتَ ترغب في بناء نماذج للمجرات، فمن الأفضل أن تعتمد مباشرةً على البيانات الرصدية بدلًا من إضاعة الوقت في المحاكاة.

«المجرَّات الإهليلجية»: تُعد المجرَّات الإهليلجية الأسهل في نمذجتها، وقد أُجريَت بالفعل نمذجة أعدادٍ كبيرة منها ديناميكيًّا. أحد الاستنتاجات المهمة من هذه النماذج هو أن معظم هذه الأجرام تمتلك شكلًا شبهَ متماثل حول محورها ومفلطحًا بفعل دورانها. ولكن المجرَّات الإهليلجية الأكثر ضخامة تدور ببطءٍ شديد، ولها أشكالٌ ثلاثية المحاور، تشبه إلى حدٍّ ما نواة ثمرة البرقوق. من المحتمل أن تنشأ هذه الأشكال الثلاثية المحاور والدورانات المنخفضة بسبب اندماج مجرَّتَين فقيرتَين في الغاز ومتشابهتَين في الكتلة.

من الاستنتاجات المهمة الأخرى من نماذج المجرات الإهليلجية والمحدَّبة هو أنه كلما زادت إضاءة المجرة، زاد ثراؤها بالعناصر الثقيلة، وزادت النسبة المئوية لكتلتها التي تُسهِم بها المادة المظلمة. ربما ينشأ ثراء العناصر الثقيلة في المجرات الضخمة بسبب الصعوبة الكبرى، التي تواجهها المستعرات العظمى في دفع نواتج التخليق النووي خارج آبار الجاذبية العميقة المحتملة للمجرات ذات الكتلة العليا. قد تنشأ المساهمة المتزايدة للمادة المظلمة؛ لأن المجرات الأكثر ضخامة عادةً ما يكون لديها كثافةٌ نجمية أقل من المجرات الأقل ضخامة.

تُعد النماذج التي تصف المراكز نفسها للمجرات الإهليلجية والعدسية ذات أهمية خاصة؛ لأنها قد تتيح لنا الكشف عن وجود «ثقب أسود فائق الكتلة» في المركز. الفكرة الأساسية أنه داخل نصف القطر الذي يزيد كثيرًا على r_{infl} (نصف قطر التأثير) حيث يُسهِم الثقب الأسود في مجال الجاذبية بمقدار مساهمة النجوم نفسه، يجب أن تزداد السرعات العشوائية $1/\sqrt{r}$. يتطلب الكشف الموثوق عن ثقبٍ أسود قياس كلٍّ من كثافة

النجوم وسرعاتها العشوائية على مسافاتٍ قريبة جدًّا من المركز. وهنا كان لتلسكوب هابل الفضائي دورٌ أساسي في جمع هذه البيانات.

تُظهر الكتلة المستنتجة للثقب الأسود ارتباطًا وثيقًا بحجم السرعات العشوائية للنجوم عند أنصاف أقطار أكبر بكثير من r_{infl}. يشير هذا الاكتشاف إلى وجود ارتباطٍ سببي بين نمو الثقب الأسود ونمو التعداد النجمي للمجرة، وقد اعتبر البعض ذلك مفاجئًا؛ لأن التعداد النجمي أكبر بكثير وأكثر امتدادًا من الثقب الأسود. ولكن الكثافة الفضائية للنجوم الزائفة — وهي الثقوب السوداء التي تكتسب الغاز البارد بمعدل مرتفع — تبلغ ذروتها عند الانزياح الأحمر $z \sim 2$، وهو الزمن الذي بلغ فيه معدل تشكُّل النجوم الكوني أعلى مستوياته. نظرًا لأن النجوم تتكون من الغاز البارد، فمن المرجَّح أن يتتبع معدل نمو الثقب الأسود وتعداد النجوم المضيفة له مدى توافر هذا الغاز، مما يجعل من الطبيعي أن تكون كتلهما الحالية مترابطة بقوة.

«**المجرات الحلزونية**»: المجرة الحلزونية التي جرت دراستها على نحوٍ مكثف هي مجرتنا. وقد صُمِّمَ نموذجٌ ديناميكي مثالي في حالة اتزان لكلٍّ من القرص الرقيق والقرص السميك، ومن خلال تحليل بنيتهما العمودية، يمكن استنتاج أن ٥٦ في المائة من قوة الجاذبية التي تحافظ على الشمس في مدارها ناتجة عن المادة المظلمة، بينما تُولِّد النجوم ٤٤ في المائة فقط من هذه القوة. تتوافق كتلة القرص مع كونه يتألف بالكامل تقريبًا من النجوم والغاز، وليس من المادة المظلمة.

الانجراف البطيء

لا يبقى أي نجم على المدار نفسه طوال عمر مجرتنا؛ لأن مجال الجاذبية السلس والثابت زمنيًّا، الذي نفترضه عند حساب ثوابت الحركة J_i هو مجرد تبسيطٍ مثالي. أما في الواقع، فيتغير مجال الجاذبية بمعدلات تقترب من هذا المجال المثالي لعدة أسباب. أولًا، يحتوي القرص على بنية حلزونية غير ممثلة في هذا التبسيط. ثانيًا، يتضمن القرص سُحبًا ضخمة من الغاز الجُزيئي تتشكل وتتحرك عَبْر القرص وتتفكك بطرقٍ عشوائية. ولم نأخذ تأثيرات مجالات جاذبية هذه الأجرام في الاعتبار ضمن النموذج المثالي. ثالثًا، لا تُوجد مجرةٌ معزولة؛ فهناك مجراتٌ أخرى، غالبًا أصغر حجمًا، تسقط باستمرار نحو مجرة ضخمة مثل مجرتنا، ويمكن لهذه الأجرام أن تتحرك عَبْر المجرة لفتراتٍ طويلة قبل أن تتبدد. في نموذجنا المثالي، تجاهلنا هذه الكتل الضخمة المتحركة. وأخيرًا، هناك

«تقلباتٌ بواسونية» في عدد الكتل النقطية داخل أي حجم؛ فإذا كانت كثافة الجُسيمات تشير إلى أن عدد الأجرام المتوقَّعة داخل حجمٍ ما V هو N في المتوسط، فإن العدد الفعلي داخل ذلك الحجم سيتقلب بمرور الوقت بمقدار تقريبي $\sqrt{N}$. وبما أن قوة الجاذبية الناشئة عن هذا الحجم V تتناسب مع عدد الكتل التي يحتويها، فإن قوة الجاذبية نفسها ستتقلب بنسبة $\sqrt{N}/N = 1/\sqrt{N}$ من قيمتها الأصلية.

إذا تصورنا أن نجمًا أو جُسيمًا من المادة المظلمة يتحرك في مدار داخل مجال جاذبية مثالي سلس، فعلينا أن نأخذ في الاعتبار أنه سيتعرض لهزَّاتٍ ناتجة عن مجالٍ عشوائي ضعيف. بسبب هذا المجال العشوائي، فإن نجمًا أو جُسيمًا من المادة المظلمة، كان في الأصل في المدار $\mathbf{J}$، من المحتمل خلال زمنٍ معين t أن يتنقل إلى مدارٍ مختلف $\mathbf{J}'$. يشبه هذا إلى حدٍّ كبيرٍ الحركة البراونية لحُبيبات الطلع على سطح الماء؛ حيث تُلاحظ هذه الحبيبات وهي تهتز عشوائيًّا، مما يمنحها احتمالًا خلال فترة قصيرة t للانتقال من موضع $\mathbf{x}$ إلى موضعٍ قريب $\mathbf{x}'$. والنتيجة النهائية لهذه الحركات العشوائية لحُبيبات الطلع هي «انتشار» كثافتها عَبْر الفضاء؛ فإذا كانت الحُبيبات مركزة في البداية عند $\mathbf{x}$، فمع مرور الوقت ستنتشر بعيدًا عن $\mathbf{x}$ نتيجة لانتشارها عَبْر الفضاء. بالطريقة نفسها، تنتشر النجوم وجُسيمات المادة المظلمة عَبْر فضاء الفعل.

يُعد الانتشار مهمًّا خصوصًا لنجوم الأقراص النجمية، مثل تلك الموجودة في مجرتنا؛ لأن النجوم تتشكل في منطقة موضعية للغاية ضمن فضاء الفعل، وهو الخط المرتبط بالمدارات الدائرية في مستوى تماثل القرص. ومع انتشار النجوم بعيدًا عن هذا الخط، تصبح مداراتها أكثر انحرافًا وميلًا عن مستوى التماثل. ونتيجةً لذلك، تزداد السرعات العشوائية للنجوم. فنظرًا لأن السرعات العشوائية لجُزيئات الغاز مرتبطة بالحرارة، فإننا نقول إن القرص المجرِّي «يسخَّن». ولكن هذه المقارنة ليست دقيقة؛ حيث لا يُوجد ما يُسخِّن القرص بمعنى تزويده بالطاقة، بل إنه يسخَّن ذاتيًّا ومن تلقاء نفسه؛ حيث يستمد الطاقة اللازمة لزيادة سرعاته العشوائية من طاقة جاذبيته الكامنة. والسبب وراء التقلبات في مجال الجاذبية التي تسبِّب تسخين القرص هو في الغالب البنية الحلزونية (التي سنناقشها لاحقًا)، لكن السُّحب الجُزيئية العملاقة تُسهِم فيها أيضًا بدرجةٍ كبيرة. ليس من الواضح بعدُ ما إذا كان للمجرات القزمة الساقطة دورٌ كبير في هذه التقلبات.

تُشبه العناقيد الكروية (الفصل الثالث) إلى حدٍّ كبيرٍ المجرات الصغيرة. إذ تتقلص ألبابُها وتنتفخ أغلفتُها نتيجةً للتقلبات البواسونية $\sqrt{N}$ في كثافة النجوم، كما أوضحنا

للتو. في المجرات، يكون الزمن اللازم لتسبُّب تقلبات بواسونية في انكماشٍ ملحوظٍ للب أطول بكثير من عمر الكون نفسه.

«تدمير العناقيد» تُولَد معظم النجوم داخل عناقيدَ صغيرة؛ حيث تحتوي على أقل من ١٠٠٠ كتلة شمسية. في مثل هذه العناقيد، تكون التقلبات بواسونية كبيرة، مما يؤدي إلى إعادة توزيع الطاقة بين النجوم خلال فترة زمنية قصيرة نسبيًّا. في أي عنقود، لا يحتاج النجم إلا إلى مقدارٍ محدود من الطاقة الحركية ليتمكن من الهروب تمامًا من العنقود، وخلال أي تفاعل للطاقة بين النجوم، ثمَّة احتمالٌ دائم أن يكتسب أحد النجوم طاقةً كافيةً للهروب. بمجرد أن يهرب النجم، لا يعود أبدًا لاستعادة طاقته المفقودة. نظرًا لأن طاقة العنقود إضافةً إلى طاقة النجوم الهاربة محفوظة، فإن إزالة الطاقة الإيجابية من خلال النجوم الهاربة يجب أن تقابلها طاقة العنقود المتبقي التي تصبح أكثر سالبية. هذه الظاهرة تشبه في جوهرها التبريد بالتبخر، وهو ما يسبِّب الشعور بالقشعريرة عند التعرض لتيار هوائي أثناء البلل.

مع تقلص العنقود بسبب تبخُّر النجوم، تصبح التقلبات البواسونية أكثر أهمية، ولا يقل معدل فقدان النجوم عَبْر التبخر، حتى عندما تصبح النجوم المتبقية أكثر انجذابًا إلى بعضها. في النهاية، يستمر انكماش العنقود إلى أن يصبح نجمًا ثنائيًّا؛ إذ تُطلَق الطاقة الناتجة عن تكوين هذا النظام الثنائي، مما يُمكِّن جميع النجوم الأخرى من الهروب إلى ما لا نهاية.

لقد وصفنا للتو ما يمكن أن يحدث لعنقودٍ صغير إذا تُرك معزولًا لفترة طويلة. لكن في الواقع، العناقيد ليست معزولة، بل تتحرك عَبْر مجرة، وسنرى لاحقًا أن المجرَّة تسحب هذه العناقيد تدريجيًّا بقوة جاذبيتها. في الحقيقة، من المحتمل أن الشمس وكل نجمٍ آخَر لا يوجد حاليًّا داخل عنقود قد كان جزءًا من عنقود ثم هرب منه.

البنية الحلزونية

تحتوي المجرَّات مثل مجرَّتنا على أذرعٍ حلزونية. في الفصل الرابع، رأينا أن فيزياء الأقراص التراكمية حول النجوم والثقوب السوداء تتمحور حول نقل الزخم الزاوي نحو الخارج، وأن نقل الزخم الزاوي نحو الخارج يؤدي إلى تسخين القرص. يُعد نقل الزخم الزاوي نحو الخارج على القَدْر نفسه من الأهمية بالنسبة إلى أقراص المجرات. في الفصل الرابع، رأينا أنه في الأقراص التراكمية الغازية، يُنقل الزخم الزاوي في الأساس بواسطة المجال

المغناطيسي. ولكن في الأقراص النجمية، يحدث ذلك بواسطة مجال الجاذبية؛ لأن التفاعل الوحيد بين النجوم يكون من خلال الجاذبية. توفِّر البنية الحلزونية مجال الجاذبية اللازم لنقل الزخم الزاوي نحو الخارج.

إلى جانب نقل الزخم الزاوي عَبْر القرص النجمي، تعمل الأذرع الحلزونية بانتظام على إحداث صدمات في الغاز البينجمي، مما يؤدي إلى زيادة كثافته، ويتسبب في انهيار جزء منه ليُشكِّل نجومًا جديدة. لهذا السبب، يمكن تتبُّع البنية الحلزونية بسهولةٍ شديدةٍ من خلال توزيع النجوم الشابة، خاصة النجوم الضخمة والمضيئة؛ إذ إن جميع النجوم الضخمة هي نجومٌ شابة. خلال حياتها القصيرة، لا تبتعد هذه النجوم كثيرًا عن أماكن ميلادها عند حدوث صدمة بينجمية، مما يعني أنها تتبع الخطوط الرقيقة للصدمات. يتولد مجال الجاذبية الذي تسبَّب في الصدمة في الغالب بواسطة النجوم العديدة الأقدم والأقل كتلة. ينتج عن توزيع هذه النجوم تشكيل بنية حلزونية أكثر سلاسة ذات أذرعٍ عريضة، تظهر بوضوح عند تصوير المجرة الحلزونية بالأشعة تحت الحمراء.

الأذرع الحلزونية هي موجاتٌ من كثافة نجمية مُعززة تنتقل عَبْر القرص النجمي بالطريقة نفسها التي تنتقل بها موجات الصوت عَبْر الهواء. وكما تحمل الموجات الصوتية الطاقة، فإن الأذرع الحلزونية تحمل الطاقة، وتتحول هذه الطاقة في النهاية من شكلها المنتظم الذي تكون عليه في الموجات إلى طاقة حركية للنجوم المتحركة عشوائيًّا. هذا يعني أن الأذرع الحلزونية تُسخِّن القرص النجمي. وفي حين أن الموجات الصوتية تُسخِّن الهواء أينما انتشرَت، فإن الأذرع الحلزونية تُسخِّن القرص عند أنصاف أقطار محددة، حيث تتفاعل النجوم رنينيًّا مع الموجة. يُعد تبادل الطاقة بين الموجات والجُسيمات في مواقعَ محدَّدة للغاية سمةً مميزة للأنظمة اللاتصادمية، وهو أمرٌ أساسي أيضًا في ديناميكيا البلازما الكهربائية. لا يزال فهمنا لتفاعلات الموجات والجُسيمات غير مكتمل، ولا يزال الدور الدقيق الذي تلعبه هذه التفاعلات في البنية الحلزونية وتطور أشكال المجرَّات موضع جدل.

أصل الانتفاخ

أظهرَت المشاهدات لسرعات خط النظر لعدة آلاف من النجوم في الانتفاخ/الشريط أنها تتوافق جيدًا مع الأشرطة التي تتشكل في محاكاة المركَّب N لأقراصٍ ذاتية الجاذبية. تُظهر هذه المحاكاة أن تشكُّل الشريط عمليةٌ من مرحلتَين؛ ففي البداية، يتكون شريطٌ

مسطَّح نسبيًّا، ثم بعد فترة قصيرة يتعرض لعدم استقرار يؤدي إلى زيادة سُمكه عموديًّا. بناءً على ذلك، تتوافق البيانات مع الافتراض القائل بأن جميع نجوم الانتفاخ/الشريط والقرص قد تكوَّنَت في الطبقة الغازية الرقيقة التي تشغل مستوى المجرة الاستوائي. هذا التفسير يشمل الغالبية العظمى من نجوم مجرتنا؛ حيث يُعتقد أن نجوم الهالة النجمية ربما لم تتكون داخل مستوى المجرة، ولكن أقل من واحد في المائة من نجوم المجرة ينتمي إلى الهالة النجمية.

في محاكاة المركب N للأشرطة داخل الهالات المظلمة، ينقل شريط الزخم الزاوي إلى الهالة المظلمة، مما يؤدي إلى تباطؤ معدل دوران الشريط وزيادة قوته. تشير عدة أدلة إلى أن شريط مجرتنا يدور بمعدل مرتفع نسبيًّا، وهذا يتماشى مع نماذج محاكاة المركب N إذا كان هناك تدفقٌ كبير للغاز عَبْر القرص باتجاه الشريط. يتحرك الغاز نحو الداخل لأنه يفقد الزخم الزاوي أثناء تدفقه عَبْر الأذرع الحلزونية. وعند اقترابه من نصف قطر الدوران المتزامن للشريط، يبدأ باكتساب الزخم الزاوي من مجال الجاذبية الدوَّار للشريط، مما يُبطئ انجرافه نحو الداخل ويؤدي إلى زيادة كثافته، وهذا هو أصل «الحلقة الجُزيئية العملاقة»، وهي منطقة غنية بالغاز يبلغ نصف قطرها نحو خمسة كيلوفراسخ تحيط بالشريط، وتهيمن على تكوُّن النجوم في المجرة. الغاز الذي يهرب من الحلقة الجُزيئية العملاقة ويدخل الشريط يفقد الزخم الزاوي بسرعة عَبْر الصدمات، وهو ما نُلاحظه في المحاكاة العددية وفي شكل ممرات الغبار في المجرَّات الخارجية. بعد اختراقه السريع عَبْر الشريط، يتراكم الغاز داخل قرص نووي ذي نصف قطر يقارب ٠٫٢ كيلوفرسخ يُعرف باسم «منطقة الجُزيئات المركزية». في هذه المنطقة، يُغذِّي تكوُّن النجوم النشط، كما يتضح من العدد الكبير من بقايا المستعرات العظمى داخل هذا القرص وحوله.

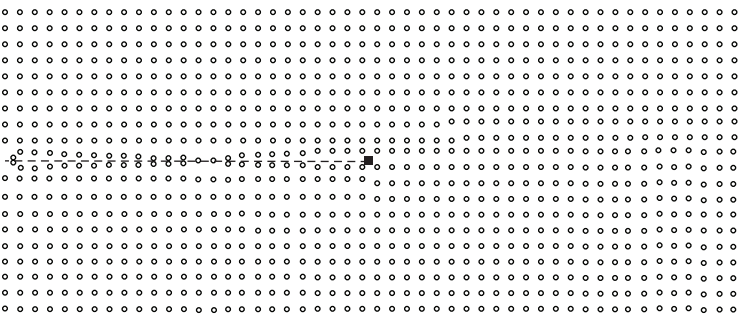
الالتهام الكوني

يتكون الكون من هالات المادة المظلمة التي عكسَت الجاذبية داخلها التمدد الكوني، ومجرتنا هي واحدة من ثلاث مجراتٍ رئيسية في هالة كهذه تُعرف باسم المجموعة المحلية. ونظرًا لأن المجرات القزمة أكثر شيوعًا من المجرات العملاقة، فإن الغالبية العظمى من المجرات داخل أي هالة هي مجراتٌ قزمة.

عند حوافي أي هالة، توجد مجراتٌ قزمة تقع في نقطةٍ حرجة بين استمرار تمددها التاريخي بعيدًا عن مركز الهالة وسقوطها نحو الداخل. تتحرك هذه المجرات في مداراتٍ

شديدة الانحراف ضمن مجال جاذبية الهالة، وهي حاليًّا عند أبعد نقطة عن مركزها. ولكن بعد عدة مليارات من السنين، ستقترب كثيرًا من مركز الهالة. إذن، كيف ستتأثر هذه المجرات بهذه التجربة؟

عندما تسقط مجرة نحو الهالة من أقصى نصف قطر مداري (r_{apo})، تجذب جُسيمات المادة المظلمة القريبة من مسارها. لفهم تأثير هذا الجذب، من الأسهل تصوُّر جُسيمات المادة المظلمة سائلًا. عندما تمُر المجرة القزمة، فإن هذا السائل يتلقى دفعة باتجاه مسارها، ويتجمع على طول ذلك المسار (الشكل ٧-٤). لكن حركة هذا السائل تستغرق وقتًا، وتزداد كثافته على طول المسار. ومن ثَم تقع منطقة زيادة كثافة المادة المظلمة خلف المجرة القزمة. لذلك، تجذب قوة الجاذبية من المنطقة ذات الكثافة العالية المجرة القزمة للخلف، فتصبح قوةً مُعيقة لحركتها، كما لو كانت تتعرض للاحتكاك. في الواقع، يُطلق على هذه الظاهرة اسم «الاحتكاك الديناميكي».



شكل ٧-٤: تكوُّن أثر خلف جِرم ضخم. يتحرك الجِرم الضخم، الممثل بالمربع الأسود المركزي، من اليسار إلى اليمين. تتحرك الجُسيمات، التي كانت في البداية ثابتة عند نقاط شبكة منتظمة، باتجاهه. يظهر بوضوح وجود منطقة ذات كثافة متزايدة من هذه الجُسيمات على طول المسار الذي سلكه الجِرم الضخم في الماضي.

بما أن الدفعة الناتجة عن المجرة القزمة، التي تؤدي إلى تكوُّن منطقة زيادة كثافة المادة المظلمة، تتناسب طرديًّا مع كتلة المجرَّة القزمة، فإن كتلة هذه المنطقة الزائدة تتناسب أيضًا مع كتلة المجرَّة القزمة. لذا فإن قوة السحب على المجرَّة القزمة، التي تتناسب مع حاصل ضرب كتلتَي المجرَّة القزمة والزيادة في الكثافة، تتناسب بالتالي مع

«مربع» كتلة المجرَّة القزمة، ويتناسب تباطؤ المجرَّة القزمة مع كتلتها. وبذلك، فإن المجرَّة الساقطة الأكثر ضخامة ستتأثر أكثر بهذه الظاهرة، مما يؤدي إلى تعديل مدارها سريعًا.

إذا لم يكن هناك احتكاكٌ ديناميكي، فستقترب المجرة من مركز الهالة، ثم تعود إلى الخارج لما يقارب نصف قطرها المداري الأصلي، لكنها لن تصل تمامًا إلى أقصى نصف قطر مداري، لأن المادة الساقطة الأخرى ستكون قد زادت من الكتلة الداخلية إلى أقصى نصف قطر مداري منذ أن كانت هناك آخر مرة، وسيكون لديها طاقةٌ كافية للوصول إلى أقصى نصف قطر مداري. أما إذا تعرَّضَت المجرة القزمة للاحتكاك الديناميكي بدرجة كبيرة، فستتوقف عن الحركة نحو الخارج قبل أن تصل إلى أقصى نصف قطر مداري. وسيؤدي الاحتكاك الديناميكي إلى أن يصبح كل نصف قطر انعكاسي أصغر من سابقه؛ وفي النهاية، وفقًا لهذا التفسير، سينتهي الحال بالمجرة القزمة بالسكون في مركز الهالة. وهذا يعني أن الهالة أو المجرة الموجودة في مركزها، قد التهمَت المجرة القزمة.

إذا سارت الأحداث بالضبط كما وصفناها، فإن قزمًا ذا كتلة m سقط في هالة ذات كتلة $M(r)$ سيبقى للفترة الزمنية التالية:

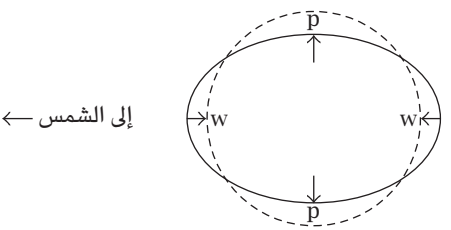
$$t_{\text{eat}} = \frac{M(r_{\text{apo}})}{m} T$$

حيث T هي فترة المدار الدائري عند أقصى نصف قطر مداري r_{apo}. إذا قمنا بتوسيع هذه المعادلة لتشمل حالة اندماج الأقران، $m \simeq M(r)$، مثل اللقاء المستقبلي لمجرتنا مع سديم أندروميدا، M31، فسنجد أن $t_{\text{eat}} = T$؛ أي الفترة المدارية الأولية. تُظهر محاكاة المركب N أن هذه النتيجة المستخلصة صحيحة بالفعل.

المجرة القزمة الأقرب حاليًّا إلى مجرَّتنا هي مجرَّة الرامي القزمة، التي تقع على بُعد نحو ١٣ كيلوفرسخًا من مركز المجرَّة في الجهة المعاكسة للشمس. الفترة T للمدار الدائري عند هذه المسافة هي $T \simeq 0.5$ مليار سنة أو تقريبًا ١ / ٢٥ من عمر الكون الحالي. لذا، لكي تكون فترة الحياة الزمنية أصغر من عمر الكون الحالي، يجب أن تكون كتلة المجرة القزمة أكبر من ١٠١٠ كُتل شمسية لأن M (٢٠ كيلوفرسخًا) $\simeq$ ٢٫٥ × ١٠١١. كتلة المجرة القزمة غير محدَّدة بدقة، ولكنها أصغر بكثير من ١٠١٠ كُتل شمسية، لذا قد نستنتج أنه لن يتم التهامها في وقتٍ قريب. ولكن ليس هذا هو الحال! لأننا قد بالغنا في تقليل تقديرات قدرات مجرتنا على الالتهام.

المد والجزر الكوني

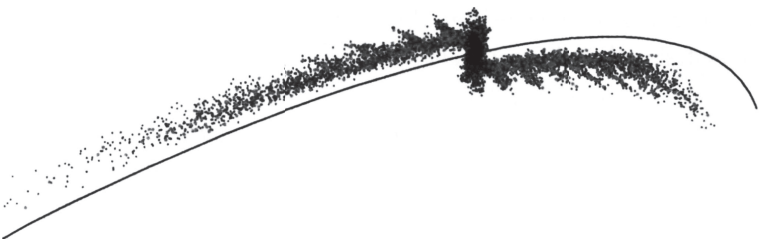
عندما يدور جِرمٌ متمدد في مجال جاذبية، فإنه يتمدد على طول الخط الذي يربط مركزه بمركز الجذب. السبب في ذلك هو أن المادة على سطحه الأقرب إلى مركز الجذب تشعر بقوة جاذبية أقوى من المادة الموجودة على الجانب البعيد عن مركز الجذب (الشكل ٧-٥). ومن ثَم، يميل هذان الجزءان من المادة في التسارع بمعدلاتٍ مختلفة. ولكن بما أنهما جزء من جِرمٍ واحد، فإنهما مُضطرَّان إلى التسارع بمعدلٍ واحد، وهو معدل تسارع وسط. هذا المعدل صغير جدًّا بالنسبة إلى المادة الموجودة على جانب مركز الجذب، وسريع جدًّا بالنسبة إلى المادة الموجودة على الجانب المقابل. استجابةً لهذا التباين، يتمدد الجِرم على طول خط المركز بحيث يسحب مجال الجاذبية المواد الأقرب إلى مركز الجذب إلى الوراء، ويدفع المواد على الجهة المقابلة إلى الأمام. وبما أن الفيزياء التي وصفناها هي نفسها التي يتسبَّب بها القمر في ظاهرة المد والجزر على سطح المحيطات، فإننا نقول إن الأجرام تتمدد بواسطة «مجال المد والجزر» للجِرم الذي تدور حوله.



شكل ٧-٥: المد والجزر بدون قمر: عند النقاط الأقرب والأبعد من الأرض عن الشمس، يكون سطح المحيط (المبين بالمنحنى الكامل) أعلى من المعدل المتوسط (المبين بالخط المتقطع)، مما يجعل الضغط صغيرًا جدًّا لدرجة لا يمكنه معها موازنة جذب الجاذبية للأرض، وتكون القوة الصافية التي تؤثِّر على حجم صغير من الماء نحو الأسفل. على اليسار، تلغي هذه القوة الصافية جزءًا من جذب الجاذبية للشمس، بينما على اليمين تُضيف إلى جذب الشمس. تضمن هذه الإضافات إلى جذب الشمس أن عناصر المحيط في كلا الموقعَين تدور حول الشمس بالسرعة الزاوية نفسها.

مع اقتراب المجرات القزمة من مركز المجرة، تتمدد هالاتها من المادة المظلمة إلى درجة يحدث عندها انتزاع الجُسيمات بالكامل من نطاق جاذبيتها، فتبدأ في الدوران منفردةً

ضمن مجال جاذبية المجرة. الجُسيمات التي تنفصل عن المجرة القزمة من الجانب المواجه لمركز الجذب تنتقل إلى مداراتٍ ذات زخم زاوي أقل من المجرة القزمة، فتتقدم عليها، بينما الجُسيمات التي تنفصل من الجانب البعيد تنتقل إلى مداراتٍ ذات زخم زاوي أكبر وتتأخر خلفها. بهذه الطريقة، يتشكل «ذيلان من ذيول المد والجزر»، وتفقد المجرة القزمة كتلتها تدريجيًّا (الشكل ٧-٦).



شكل ٧-٦: محاكاة لتكوُّن ذيول المد والجزر. يُظهر المنحنى مدار مركز العنقود الذي يجري تفكيكه.

مع انخفاض كتلة المجرَّة القزمة، يضعف مجال جاذبيتها، مما يؤدي إلى تقارب النقاط التي تتحرر عندها الجُسيمات وتبدأ في الدوران المستقل باتجاه مركزها. يؤدي هذا إلى حلقةٍ مُفرغة من فقدان الكتلة؛ حيث تصبح المجرَّة القزمة أصغر حجمًا مع ازدياد طول ذيول المد والجزر. في مرحلةٍ معيَّنة، تصل النقاط التي تتحرر عندها الجُسيمات إلى مسافةٍ شديدة القرب من المركز، مما يسمح بتدفق أعدادٍ كبيرة من النجوم وجُسيمات المادة المظلمة إلى ذيول المد والجزر. بلغَت مجرَّة القوس القزمة هذه المرحلة منذ فترة، وأصبحَت ذيول المد والجزر الخاصة بها تلتفُّ حول المجرَّة مرةً واحدة على الأقل وربما مرتَين.

أتاحت قياسات ألوان ملايين النجوم وسطوعها إمكانية تحليل توزيع كثافتها ضمن أغلفتها الكروية المتمركزة حول الشمس. وقد كشفَت النتائج عن وجود حيود ومناطق ذات كثافة زائدة. في الواقع، تحتوي هذه الحيود والمناطق الزائدة الكثافة على ما لا يقل عن نصف نجوم الهالة النجمية. ومن المحتمل أن تكون الهالة النجمية قد تكوَّنَت بالكامل من تياراتٍ مدِّيةٍ جزرية أُزيلَت من المجرات القزمة والعناقيد الكروية. عند دخول بعض

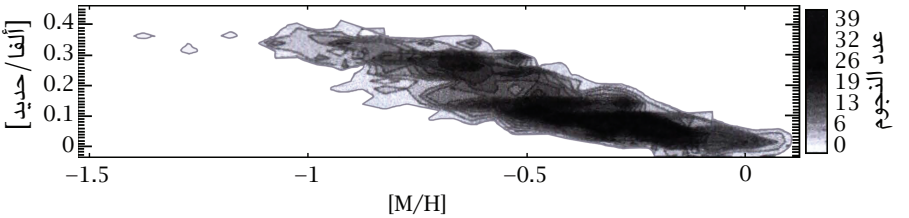
هذه الأجسام إلى مجرتنا لأول مرة، ربما كانت تمتلك كتلةً كافية لتخضع لتأثير الاحتكاك الديناميكي بدرجةٍ كبيرة. لكن مع استمرار دورانها، تسبَّبَت قوى المد والجزر في تفكك المزيد من هالات المادة المظلمة المحيطة بها، حتى وصلَت إلى نقطة انخفضَت فيها كُتلُها إلى ما دون العتبة اللازمة لحدوث احتكاكٍ ديناميكي مؤثِّر. على الرغم من ذلك، استمر التجريد المدِّي الجزري بلا توقف، مما أدى في النهاية إلى تفكُّكها بالكامل دون أن تصل إلى مركز المجرة.

التطور الكيميائي

تكوَّنَت جميع العناصر الأثقل من الليثيوم تقريبًا منذ تشكُّل المجرة، وخلال عملية تكوينها، استمرت ولادة النجوم داخل المجرة. لذا، توفِّر النجوم بمختلف أعمارها سجلًّا أحفوريًّا لكيفية تطوُّر محتوى العناصر الثقيلة في الوسط البينجمي. علاوةً على ذلك، نظرًا لأن النجوم القديمة عادةً ما تكون سرعاتها عشوائية أكبر، فإن تركيبها الكيميائي يرتبط ارتباطًا وثيقًا بحركيتها.

يصعب تحديد عمر نجمٍ فردي؛ حيث يتطلب ذلك معرفةً دقيقة بكتلته وإضاءته ومحتواه الكيميائي، كما يُعد تحديد الكتلة تحديدًا مهمة شاقة. لهذا السبب، يُفضِّل الفلكيون استخدام التركيب الكيميائي، الذي يسهُل قياسه، كمؤشرٍ بديل على عمر النجم.

تُعد المستعرات العظمى أهم المساهمين في إثراء الوسط البينجمي بالعناصر الثقيلة. في الفصل الثالث، تحت عنوان «النجوم المتفجرة»، رأينا أن هناك نوعَين أساسيَّين مختلفَين من المستعرات العظمى؛ المستعرات العظمى المنهارة اللُّب، التي تمثل نهاية حياة النجوم الضخمة (التي تزيد كتلتها على ثماني كتل شمسية)، والمستعرات العظمى الناتجة من الاضطرام، التي تحدث عندما يكتسب القزم الأبيض كمية كبيرة جدًّا من المادة من نجمٍ مرافق. نظرًا لأن أعمار النجوم الضخمة قصيرة، فإن انفجارات المستعرات العظمى المنهارة اللُّب تحدث بعد فترةٍ وجيزة (نحو ١٠ ملايين سنة) من تكوُّن النجوم، بينما قد تستغرق عملية تطور النجم إلى قزمٍ أبيض ثم تراكم المادة الكافي لحدوث المستعرات العظمى الناتجة من الاضطرام قرابة مليار سنة. لذلك، خلال أول مليار سنة من عمر المجرة، كان الوسط البينجمي ثريًّا فقط بالمستعرات العظمى المنهارة اللُّب.



شكل ٧-٧: تشكَّلَت النجوم في المليار سنة الأولى بمعدلات منخفضة من وفرة الحديد (Fe) مقارنةً بالمغنيسيوم (Mg)، كما هو موضح في الجزء العلوي من هذا المخطط. الإحداثي الأفقي يمثل الوفرة في عنصر الحديد. بينما تُظهر الخطوط الكنتورية كثافة النجوم في هذا المستوى.

كما رأينا في الفصل الثالث، فإن المستعرات العظمى الناتجة من الاضطرام تُنتج أساسًا الحديدَ، في حين أن المستعرات العظمى المنهارة اللُّب تُنتج طيفًا واسعًا من العناصر الثقيلة. بناءً على ذلك، فإن نسبة الحديد في الوسط البينجمي مقارنةً بعناصر مثل المغنيسيوم أو الكالسيوم كانت أقل خلال المليار سنة الأولى من عمر المجرة، مقارنةً بما هي عليه الآن. يوضح الشكل ٧-٧ أنه يمكن التعرف على مجموعتَين من النجوم بالقرب من الشمس؛ في مجموعة النجوم «المُعززة بعناصر ألفا»، تكون وفرة المغنيسيوم والكالسيوم أعلى عند قيمةٍ معيَّنة من وفرة الحديد مقارنةً بالمجموعة «ذات الوفرة الطبيعية». نستنتج من ذلك أن نجوم المجموعة المُعززة بعناصر ألفا قد تشكَّلَت خلال أول مليار سنة من عمر المجرة.

تضم كل مجموعةٍ نجميةٍ نطاقًا واسعًا من وفرة الحديد بالنسبة إلى الهيدروجين. قد يُفترض أن النجوم التي تمتلك نِسبًا منخفضة من الحديد إلى الهيدروجين قد تكوَّنَت قبل تلك التي تمتلك نِسبًا عليا. لكن هذا الاستنتاج ليس دقيقًا دائمًا؛ ففي المراحل الأولى من تطوُّر المجرة، كان تحوُّل الغاز البينجمي إلى نجومٍ أكثر سرعةً بالقرب من مركز المجرة مقارنةً بالأطراف، ونتيجةً لذلك، ارتفعَت نسبة العناصر الثقيلة بوتيرةٍ أسرع في المركز مقارنةً بالمناطق الخارجية. لذا، فإن قيمةً معينة لنسبة الحديد إلى الهيدروجين قد تحقَّقَت في وقتٍ أبكر عند أنصاف الأقطار الصغيرة مقارنةً بأنصاف الأقطار الكبيرة، وقد يكون نجمٌ ذو نسبة حديد إلى هيدروجين منخفضة قد تشكَّل بالقرب من مركز المجرة في وقتٍ مبكر من عمر المجرة، أو في وقتٍ أحدث عند أنصاف أقطار كبيرة.

توفر قيمة نسبة المغنيسيوم إلى الحديد للنجم درجة من التمييز بين هذه الاحتمالات؛ فإذا كانت نسبة المغنيسيوم إلى الحديد مرتفعة، فلا بد أن النجم قد تشكَّل في أول مليار سنة من عمر المجرة، وفي ذلك الوقت لم تكن القِيَم المنخفضة لهذه النسبة قد تحقَّقَت إلا عند أنصاف أقطار كبيرة؛ لذا فإن نجمًا ذا نسبة مرتفعة أو معتدلة لا بد أنه قد تشكَّل على مسافةٍ بعيدة داخل المجرة.

تتمتع النجوم المُعززة بعناصر ألفا بسرعاتٍ عشوائيةٍ كبيرة، وتمتد أبعد عن مستوى المجرة من النجوم ذات الوفرة الطبيعية. تتفق البيانات مع القرص السميك الذي يتكون من نجومٍ مُعززة بعناصر ألفا، والقرص الرقيق الذي يتكون من نجوم ذات وفرة طبيعية.

بالنظر إلى الروابط الوثيقة بين وقت الميلاد ومكانه، والتركيب الكيميائي، والحركة الحالية لنجوم القرص، نجد أنه من المفيد للغاية نمذجة التطور الكيميائي والديناميكي معًا. في مثل هذه النماذج، تُولد النجوم بمعدلٍ ما عند كل نصف قطر من الغاز البينجمي المحلي، وتُثري هذا الغاز بالمغنسيوم والكالسيوم بعد فترةٍ قصيرةٍ من تكوينها، وبالحديد بعد نحو مليار سنة. تُولد النجوم على مداراتٍ دائرية تقريبًا، وتنجرف تدريجيًّا إلى مدارات أكثر لا مركزية ومائلة. يُستنزف الغاز بين النجوم عند كل نصف قطر بسبب تكوين النجوم والاندفاع كريحٍ مجرِّية للغاز الذي تسخِّنه المستعرات العظمى. ويتعزَّز بتراكم الغاز بين المجرات. تدفع البنية الحلزونية الغاز المكون للنجوم ببطء إلى الداخل، حاملةً العناصر الثقيلة معه. الهدف من هذا النموذج هو إعادة إنتاج الحركات المرصودة للنجوم كدالَّة للموقع، والارتباطات المرصودة بين التركيب الكيميائي والحركات. ويمثل هذا حاليًّا مجالًا نشطًا من مجالات البحث.

الخزان العظيم

في الفصل الثاني، تحت عنوان «القرص الغازي»، وصفنا قرص الغاز لمجرتنا، وهو نموذجيٌّ لأقراص الغاز في المجرات الحلزونية ويحتوي على نحو ٦ × ٩١٠ من الكتلة الشمسية. نظرًا لأن المجرة تحوِّل الغاز إلى نجوم بمعدل نحو اثنَين كتلة شمسية في السنة، فإن مخزون المادة هذا لتكوين النجوم سينضب في غضون نحو ثلاثة مليارات سنة. هل قرص الغاز الحالي هو بقايا صغيرة من قرص غاز ضخم شكَّلَت منه المجرة نحو ٥ × ٩١٠ من الكتلة الشمسية من النجوم، أم أنه مجرد مخزنٍ مؤقت بين تكوين النجوم وتراكم الغاز؟

تُظهر عمليات رصد المجرات الأخرى أن معدل تكوين النجوم في قرصٍ يتناسب مع الكثافة السطحية للغاز البارد؛ لذلك في حالة عدم وجود تراكم، تتناقص كتلة قرص الغاز تناقُصًا كبيرًا مع مرور الوقت. بالنظر إلى المعدل الذي تُشكِّل به مجرتنا النجوم حاليًّا وكتلة الغاز الحالية، من السهل إظهار أنه في حالة عدم وجود تراكم، كانت كتلة الغاز قبل ١٠ مليارات سنة نحو ١٫٧ × ١٠١١ كُتل شمسية، وتقريبًا كل هذه الكتلة ستكون الآن في النجوم. هذه النتيجة غير المنطقية تُظهر أن فرضيتنا، بأن المجرَّة لا تُراكم الغاز، هي فرضيةٌ خاطئة.

من خلال إشعاع الأمواج الصغرية للخلفية الكونية (CMB) يمكننا استنتاج متوسط الكثافة الكونية الحالي للمادة العادية. ومن خلال قياس إضاءات المجرَّات، نعرف متوسط كثافة الإضاءة الكونية؛ ومن ثَم يمكننا تحديد كتلة المادة العادية المطلوبة، في المتوسط، لتوليد كميةٍ معيَّنة من الإضاءة، نحو ٤٠ كتلة شمسية/إضاءة شمسية. الآن إذا أخذتَ مجموعة تمثيلية معقولة من المجرات، من إضاءة المجموعة، يمكنك استنتاج كمية المادة العادية التي يجب أن تحتوي عليها. وقد تبيَّن أن هذه الكمية هي تقريبًا ١٠ أضعاف كمية المادة العادية الموجودة في المجرات. لذا لا بد أن تكون معظم المادة العادية «بين» المجرات وليس داخلها.

يمكن الكشف عن الهيدروجين الذري بين المجرات من خلال امتصاصه لفوتونات «لايمان ألفا» التي تصل إلينا من النجوم الزائفة البعيدة (الفصل الرابع). نظرًا لأن ضوء النجوم الزائفة الأبعد قد استغرق معظم عمر الكون للوصول إلينا، فإنه يعكس طبيعة الفضاء بين المجرات عَبْر مختلف العصور الكونية. ولذلك فإن قياسات خط لايمان ألفا تتيح لنا تتبع الكثافة الكونية للهيدروجين عَبْر الزمن. في أول مليار سنة، كانت كثافة الهيدروجين مساويةً تقريبًا لكثافة المادة العادية المستنتَجة من إشعاع الأمواج الصغرية للخلفية الكونية، ولكن مع مرور الوقت انخفضَت كثافة الهيدروجين، وهي الآن أقل من واحد في المائة من الكثافة المتوقعة للمادة العادية. تؤكد عمليات البحث عن انبعاث ٢١سم من الهيدروجين الذري بين المجرات القريبة أن هناك كميةً قليلةً جدًّا من الهيدروجين بين المجرات في الوقت الحالي.

التفسير الطبيعي لهذه النتيجة هو أن مخزون الكون من الهيدروجين قد استُهلك في تكوين النجوم والمجرات، ولكن الدراسات التي أُجريَت على المجرات القريبة تُظهر أنها لا تحتوي على كميةٍ كافيةٍ من المادة العادية لجعل هذا التفسير مقبولًا. أما التفسير

الأكثر قبولًا فهو أن المادة المفقودة «موجودة» في الفضاء بين المجرات، ولكنها ساخنة جدًّا لدرجة أنها متأينة بالكامل، مما يجعل من المستحيل اكتشافها باستخدام أي خط طيفي للهيدروجين.

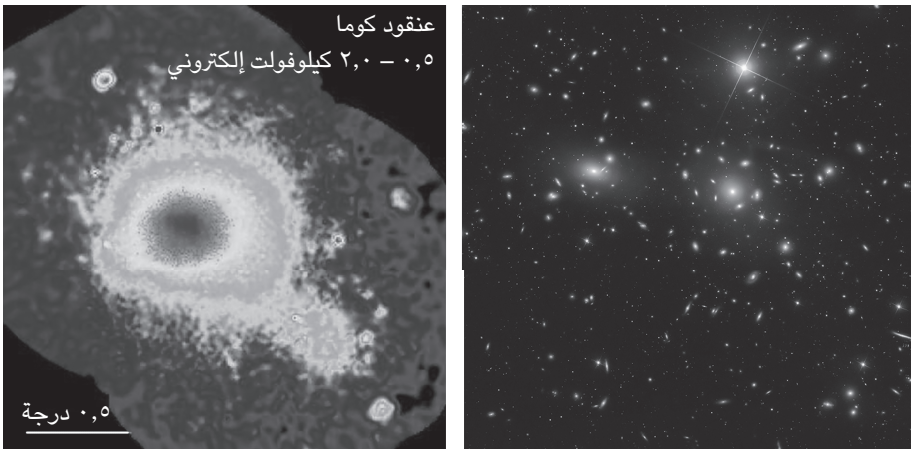
في الواقع، من الطبيعي أن يكون الغاز بين المجرات شديد السخونة؛ لأن الضغط داخل الغاز لا يمكنه مقاومة سَحب الجاذبية للمجرات إلا إذا تجاوزَت درجة حرارته «درجة الحرارة الفيريالية»، وهي الدرجة التي تصبح عندها السرعات الحرارية للذرات مماثلة لسرعات جُسيمات المادة المظلمة المدارية، وفي مجرتنا، تبلغ هذه الدرجة نحو ٢ × ١٠٦ كلفن، لكنها تختلف عبْر أنحاء الكون، لتقترب من ١٠٦ كلفن في أكثر العناقيد المجرِّية وفرة. عند درجة الحرارة الفيريالية، يوفر ضغط الغاز توازنًا فعالًا ضد الجاذبية؛ لذا فإن كثافة الغاز تميل إلى تتبع كثافة المادة المظلمة. أما الغاز الذي تتحرك فيه الذرات بسرعة أقل بكثير من جُسيمات المادة المظلمة، فإنه لا يمتلك ضغطًا كافيًا لمقاومة الجاذبية؛ ومن ثَم لا بد أن يقتصر على قرصٍ رفيع دوَّار عند الاتزان.

يُصدر الغاز عند درجة الحرارة الفيريالية أشعةً سينية. في العناقيد الغنية بالمجرات، تكون الأشعة السينية قوية بما يكفي لرصدها، وتشير إلى وجود كمية الغاز المتوقعة (الشكل ٧-٨). أما خارج العناقيد الغنية بالمجرات، فتكون الأشعة السينية ضعيفة جدًّا ومنخفضة الطاقة بدرجة لا تسمح برصدها بالتلسكوبات الحالية. ولكن هناك مؤشراتٌ على وجود الغاز المتوقَّع في الأطياف فوق البنفسجية لبعض الأجرام.

يُعد البحث عن خطوط الامتصاص في طيف جِرمٍ سماوي يقع في الخلفية هو الطريقة الأكثر دقة لاكتشاف الغاز (كما ذكرنا للتو).

يعتمد أفضل نطاقٍ موجي لفحص خطوط الامتصاص على درجة حرارة الغاز المراد دراسته؛ إذ ينبغي أن يتضمن النطاق الموجي فوتوناتٍ تمتلك طاقةً كافية لتحفيز الأيونات من حالتها الأرضية إلى حالة الإثارة، وعند درجات الحرارة المرتفعة، تبقى فقط الإلكترونات المرتبطة بقوة ضمن الأيونات، ولا يمكن إثارة هذه الأيونات إلا بواسطة فوتوناتٍ عالية الطاقة.

يُعتبر نطاق الأشعة السينية هو المثالي للبحث عن الغاز الذي تتجاوز حرارته ١٠٦ كلفن. ولكن مع الأسف، فإن تلسكوبات الأشعة السينية صعبة الإنشاء؛ لأن الأشعة السينية تميل إلى نزع الإلكترونات من المرايا بدلًا من الانعكاس عليها. علاوةً على ذلك، فإن معدل انبعاث فوتونات الأشعة السينية عند إضاءة معيَّنة يكون أقل بـ ١٠٠٠ مرة من معدل



(ب) (أ)

شكل ٧-٨: عنقود كوما، يظهر على اليمين (أ) في الضوء المرئي وعلى اليسار (ب) في الأشعة السينية. تبلغ زاوية الصورة المرئية ٠٫٣٢ درجة فقط بينما تبلغ صورة الأشعة السينية ٢٫٧ درجة؛ ومن ثَم فلا تُظهر الصورة المرئية سوى مركز العنقود. الجسم اللامع في الأعلى على اليمين من المركز في الصورة المرئية هو نجم في مجرتنا، وجميع الأجسام الأخرى مجرات.

انبعاث الفوتونات الضوئية، مما يجعل فوتونات الأشعة السينية نادرة، ويؤدي إلى ارتفاع الضوضاء الإحصائية. لهذه الأسباب، فإن البحث الحساس عن خطوط الامتصاص في الأشعة السينية غير ممكن. غير أن تلسكوب هابل الفضائي قد أجرى عمليات بحث عن خطوط الامتصاص في الطيف فوق البنفسجي. وقد رُصِدَت خطوط امتصاص تشير إلى وجود أيوناتٍ مثل الأكسجين المتأين خمس مرات O^{5+} والكربون المتأين ثلاث مرات C^{3+} في أطياف النجوم الزائفة. تُظهر سرعات هذه الخطوط أن الامتصاص يحدث عند مرور خط النظر بالقرب من مجرةٍ ما، ولكنه غالبًا يكون على مسافةٍ كبيرة تصل عادةً إلى ١٠٠ كيلوفرسخ.

تُوجد هذه الأيونات عادةً في غاز أبرد (نحو ٣ × ١٠٥ كلفن) مما يُعتقد أنه الغاز السائد في الفضاء بين المجرات، وعادةً ما تُفسر هذه البيانات على أنها تعكس الامتصاص عند الواجهة الفاصلة بين الغاز الذي يملأ معظم الفضاء بين المجرات والسُّحب الأصغر

من الغاز الأبرد (نحو ٤١٠ كلفن). يُعد هذا المجال من أكثر المجالات البحثية نشاطًا، وقد يتغير تفسيرنا لهذه البيانات في غضون بضع سنوات.

محركات التشكيل

تتحدد طبيعة المجرة إلى حدٍّ كبير بثلاثة أرقام؛ إضاءتها، ونسبة الانتفاخ إلى القرص، ونسبة كتلة الغاز البارد إلى الكتلة في النجوم. ونظرًا لأن النجوم تتشكل من الغاز البارد، فإن هذه النسبة الأخيرة تُحدِّد مدى حداثة المجموعة النجمية للمجرة. تحتوي مجموعة النجوم الشابة على نجومٍ ضخمة، وهي قصيرة العمر، ومضيئة، وزرقاء (الشكل ٣-١). وتحتوي مجموعة النجوم القديمة على نجومٍ منخفضة الكتلة فقط، وخافتة، وحمراء. علاوةً على ذلك، يمكن أن يكون التوزيع المكاني للنجوم الشابة متكتلًا للغاية؛ لأن النجوم لم تُتِح الوقت الكافي للانتشار حول النظام، تمامًا كما تتوزع القشدة التي تُسكَب في القهوة على شكل بُقَع وخيوط تختفي بسرعة عند تحريك الكوب. على النقيض من ذلك، تتوزع النجوم القديمة بسلاسة. لذا، تبدو المجرة ذات المجموعة النجمية الشابة مختلفة تمامًا عن المجموعة النجمية القديمة؛ فهي أكثر تكتلًا/مخططة، وأكثر زُرقة، وذات إضاءة أعلى من مجرة ذات كتلةٍ نجميةٍ مماثلة ولكن ذات مجموعةٍ نجميةٍ قديمة.

تؤثِّر نسبة كتلة الانتفاخ إلى القرص تأثيرًا واضحًا في شكل المجرة، خاصةً عندما يُنظر إلى القرص من الحافة. كما أنها تؤثِّر في تماسك المجرة؛ لأن الانتفاخ الذي يتمتع بسطوعٍ معين يميل إلى أن يكون أكثر كثافة من القرص المقابل.

وأخيرًا، تتأثر بنية المجرة بشكلٍ كبير بإضاءتها؛ لأن الإضاءة مرتبطة بكتلة النجوم فيها، التي بدورها ترتبط بسرعات النجوم وجُسيمات المادة المظلمة. ومن ثَم، فإن الإضاءة مرتبطة بدرجة الحرارة الفيريالية لها. فللمجرة المضيئة والكبيرة درجةُ حرارة فيريالية عالية، مما يجعل من الصعب على المستعرات العظمي دفع الغاز خارجها. وعلى العكس، يسهُل على المستعرات العظمي دفع الغاز خارج المجرة المنخفضة الكتلة والمنخفضة الإضاءة. وبما أن الغاز البارد اليوم هو ما يُشكِّل نجوم الغد، فإن دفع الغاز خارج المجرة في وقتٍ مبكر يقلل من نسبة النجوم إلى المادة المظلمة، ويُعتقد أن هذا هو السبب في أن المجرات المنخفضة الإضاءة تمتلك نسبًا عاليةً من كتلة المادة المظلمة إلى كتلة النجوم.

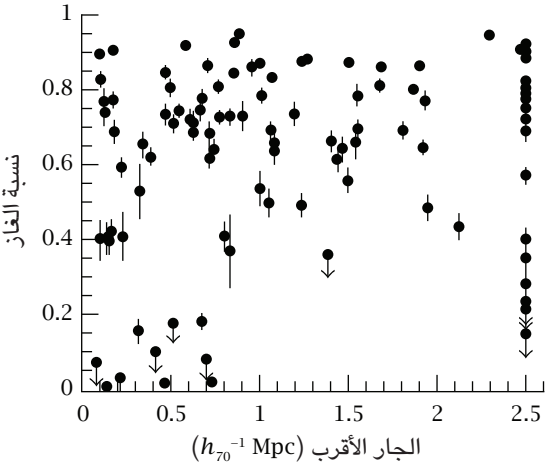
تتأثر المجرات أيضًا في تشكُّلها ببيئاتها. فالبيئات الكثيفة غنية بالمجرات الإهليلجية والعدسية، بينما البيئات الفقيرة بشكلٍ غير طبيعي فمليئة بالمجرات غير المنتظمة القزمة.

تميل المجرات الحلزونية مثل مجرتنا إلى التشكُّل في مناطقَ ذات كثافةٍ متوسطة. تتكون هذه المناطق من بُقعٍ يبلغ قطرها نحو ميجافرسخ؛ حيث تعكس الجاذبية التوسع الكوني، مما يعني أن كل منطقة تحتوي الآن على عدد من المجرات التي تتساقط بعضها نحو بعض. تقع مجرتنا في منطقةٍ مثل هذه تمامًا، وهي منطقة مجموعة المجرات المحلية. بعضُ المجرات داخل هذه المجموعة ثابتةٌ بالنسبة إلى الغاز المحلي بين المجرات، وتعمل كمصارف لهذا الغاز حيث تُبرِّده تدريجيًّا. من خلال عمليات لا تزال غير مفهومة تمامًا، ولكن من المحتمل أن تشمل التفاعلات الديناميكية مع سُحب الغاز البارد الذي جرى إطلاقه من القرص بفعل المستعرات العظمى (الفصل الثاني)، يبرد الغاز ذو درجة الحرارة الفيريالية على القرص، مما يزيد من إمداد الغاز البارد المكوِّن للنجوم. ولذلك، تبقى هذه المجرَّات، التي تشمل مجرَّتنا درب التبانة وجيراننا M31 و M33، في طور الشباب.

تدور المجرات الأصغر حول هذه المجرات الرئيسية ومن خلالها. لا تستطيع هذه المجرات إعادة ملء غازها البارد من خلال امتصاص غازٍ ذي درجة حرارة فيريالية؛ لأن سرعتها في الحركة عَبْر ذلك الغاز مرتفعة جدًّا. لذلك، يتوقف تكوين النجوم في هذه المجرات عندما يحدث استنفاد لمخزونها الأوَّلي من الغاز البارد. ولهذا السبب، كلما كانت المجرة التابعة أقرب إلى مركز مجرتها المضيفة، تضاءل احتمال رؤية تكوين النجوم فيها؛ حيث إن كثافة الغاز ذي درجة الحرارة الفيريالية تزداد نحو الداخل؛ ومن ثَم تواجه المجرات القريبة رياحًا قوية أثناء تحركها بسرعة تقارب سرعة الصوت عَبْر الغاز ذي درجة الحرارة الفيريالية. هذه الرياح القوية (فكِّر في السفر في طائرة بوينج ٧٤٧ بدون سقف) تجرف غاز المجرة التابعة بعيدًا (الشكل ٧-٩).

«عناقيد المجرات»: البيئات الأكثر كثافة هي العناقيد الغنية بالمجرات. وهي مناطقُ تمتد عبر بضع ميجافراسخ؛ إذ أدت الجاذبية إلى عكس التمدد الكوني منذ زمنٍ بعيد، مما أدى إلى ارتفاع كثافة المجرات ودرجة الحرارة الفيريالية. نظرًا لكثافة الغاز عند الحرارة الفيريالية، فإن انبعاثه في نطاق الأشعة السينية يكون شديدًا، ويمكن رصده بواسطة التلسكوبات لمسافاتٍ بعيدة من مراكز العناقيد (الشكل ٧-٨). يكون الغاز عند الحرارة الفيريالية في العناقيد شديد السخونة؛ لأن سرعات ودرجات حرارة البِنى الكونية تزداد مع مقياس الكتلة، ولأن العناقيد الغنية بالمجرات ضخمة للغاية (حوالي ١٥١٠ كتلة شمسية).

تتجاوز درجات الحرارة الفيريالية للعناقيد الغنية درجة الحرارة التي يمكن أن تُسخِّن إليها المستعرات العظمى الغاز بين النجوم. لذا، لا يمكن أن تكون أي مادة عادية



شكل ٧-٩: كلما كانت المجرة القزمة أبعد عن جيرانها، زادت احتمالية احتوائها على كمية قليلة من الغاز البارد المكوِّن للنجوم.

قد طُردت من هذه المناطق منذ الانفجار العظيم، ويجب أن تكون نسبة كتلة المادة العادية إلى المادة المظلمة هي النسبة الكونية. وضمن حدود الأخطاء التجريبية، وُجد أن هذا هو الحال بالفعل.

لا تستطيع المجرات التي تدور داخل العنقود اكتساب الغاز بين المجرات عَبْر التبريد؛ ولذلك نادرًا ما تُشكِّل أعدادًا كبيرةً من النجوم. أما المجرات التي تمتلك أقراصًا غازية باردة وقابلة لتشكيل النجوم، فإنها تستمر في السقوط داخل العناقيد الغنية، وتُواصل تكوين النجوم بمعدلٍ متناقصٍ حتى تستنفد مخزونها من الغاز البارد. خلال هذه المرحلة، تُعرف هذه المجرات بـ «المجرات الحلزونية الضامرة». وبمجرد أن تتوقف عن تكوين النجوم، تتحول هذه المجرات الحلزونية الضامرة إلى مجراتٍ عدسية؛ حيث تصبح أقراصها النجمية بقايا متحجرة لأقراص الغاز التي كانت تشكِّل النجوم في السابق.

عادةً (ولكن ليس دائمًا)، تحتوي مراكز العناقيد الغنية على مجرة ضخمة بشكل استثنائي في مركزها. تُعتبر هذه «المجرة المهيمنة على العنقود» كيانًا فريدًا من نوعه؛ حيث إنها تكون في حالة سكون بالنسبة إلى غاز درجة الحرارة الفيريالية المحلي بين المجرَّات، مما يتيح لها اكتساب الغاز، ويمكننا توقُّع أن يكون لديها معدلٌ كبير لتكوين

النجوم. بعض هذه المجرات، مثل NGC 1275 في مركز عنقود برشيوس المجرِّي، تحتوي على أعدادٍ كبيرة من النجوم الشابة، ولكن الغالبية العظمى لا تمتلك ذلك، وحتى تلك التي تحتوي على نجومٍ شابة تفتقر إلى أقراصٍ نجمية مهيمنة.

لماذا لا تطوِّر المجرَّات المهيمنة على العناقيد أقراصًا نجميةً عملاقة تجعل المجرة الأم نسخةً مكبَّرة بشكلٍ هائلٍ من مجرَّةٍ حلزونيةٍ مثل مجرَّتنا؛ بحيث تمثل المجرة المهيمنة الانتفاخ المركزي، ويشكل العنقود هالة من المجرات التابعة؟ لا يمتلك علماء الفيزياء الفلكية إجابةً كاملةً عن هذا السؤال، لكن الإجابة النهائية ستشمل بلا شك عنصرَين أساسيَّين من الفيزياء. أولًا، تتغير آلية تبريد البلازما بشكلٍ جوهري عند درجة حرارة تقارب ٦١٠ كلفن؛ حيث يجري تجريد العناصر الشائعة مثل الكربون والأكسجين من إلكتروناتها الأخيرة عند هذه الدرجة. حتى الكثافة المنخفضة جدًّا للأيونات التي تحتوي على إلكتروناتٍ مرتبطة تزيد بشكلٍ كبيرٍ من قدرة البلازما على التبريد؛ لأن الإلكترون المرتبط يشع الفوتونات بكفاءةٍ أعلى «بكثير» من الإلكترون الحر. تؤدي هذه الظاهرة إلى زيادةٍ كبيرةٍ في الوقت اللازم لتبريد البلازما ذات الكثافة المعيَّنة مع ارتفاع درجة الحرارة من ٦١٠ إلى ٧١٠ كلفن، مما يعوق تكوين قرصٍ من الغاز البارد المكوِّن للنجوم حول المجرة المُهيمِنة على العنقود.

العامل الأساسي الثاني هو وجود ثقوبٍ سوداءَ فائقة الكتلة (بكُتلٍ تصل إلى نحو ٩١٠ كتلة شمسية) في مراكز معظم المجرات المضيئة. أي غازٍ بدرجة حرارة فيريالية يتمكن من التبريد، سيفعل ذلك بالقرب من الثقب الأسود في مركز المجرة المُهيمِنة على العنقود؛ إذ يكون الغاز تحت أعلى ضغط؛ ومن ثَم أكثر كثافة. عندما يجتذب الثقب الأسود بعضًا من هذا الغاز، تتشكل نفاثات (الفصل الرابع) تخترق الغاز المحيط ذا درجة الحرارة الفيريالية، مما يؤدي إلى إعادة تسخينه. توفر عمليات الرصد في نطاقات الراديو والأشعة السينية للمجرات المهيمنة على العناقيد دليلًا واضحًا على هذه الظاهرة. على وجه الخصوص، تكشف الأطياف بالأشعة السينية لعدة عناقيد أن الغاز في تلك المناطق أبرد بنحو ثلاثة أضعاف، مقارنةً بالغاز في الجزء الرئيسي من العنقود، ولكنه لا يبرد إلى درجاتٍ منخفضة تمامًا. تشير هذه النتيجة بوضوح إلى أن إعادة التسخين تمنع المركز من الوصول إلى حالة استقرار يتدفق فيها الغاز على نحوٍ مستمر نحو الجسم المركزي.

يمتلك الثقب الأسود المركزي في مجرتنا كتلة أصغر بكثير من نظيره في المجرات المهيمنة على العناقيد؛ إذ تبلغ كتلته أربعة × ٦١٠ كتلة شمسية. ولكنه لا يزال قادرًا على

إعادة تسخين البلازما المحيطة به، وربما يفعل ذلك بشكلٍ دوري. في الوقت الحالي، يبدو أنه في حالة سكون، مثل بركانٍ خامد. وتفسر هذه الحالة سبب عدم كون مركز مجرتنا المنطقة الأكثر كثافة في تكوين النجوم؛ إذ تعود هذه المكانة إلى منطقة الجُزيئات المركزية. وكما رأينا في مناقشتنا لانتفاخ المجرة، تُغذَّى هذه المنطقة، التي تمتد على نطاق نحو ٠٫٢ كيلوفرسخ، بالغاز البارد القادم من الحلقة الجُزيئية العملاقة التي تقع عند نصف قطر نحو خمسة كيلوفراسخ. يكمن مفتاح فهم سبب عدم هيمنة مجرة حلزونية عملاقة على كل عنقودٍ مجرِّي في إدراك سبب افتقار هذه العناقيد إلى نظائر للحلقات الجُزيئية العملاقة، ومن المرجَّح أن يكون السبب وراء ذلك مرتبطًا بالتغير في آلية تبريد البلازما عند درجة حرارة تقارب ٦١٠ كلفن.

الفصل الثامن

الصورة الكلية

في الفصل السادس، ناقشنا عددًا من الظواهر التي يمكن تفسيرها باستخدام نظرية النسبية العامة. ولكن أكبر مساهمة للنسبية العامة في الفيزياء الفلكية تمثَّلت في أنها جعلَت من الممكن دراسة هندسة الكون بأكمله وديناميكيته، مما حوَّل علم الكونيات إلى فرع من الفيزياء بدلًا من كونه مجالًا للفلسفة أو اللاهوت. لا يتسع المجال هنا لتقديم عرضٍ منهجي لعلم الكونيات؛ لذلك يمكن للقارئ الرجوع إلى كتاب «علم الكونيات: مقدمة قصيرة جدًّا». ولكننا، بدلًا من ذلك، نقدم لمحة عن فهمنا الحالي لكيفية نشوء النجوم والمجرات من الانفجار العظيم، مما يوفر سياقًا للعمليات الفيزيائية التي تناولناها في الفصول السابقة.

في جوهره، يتمحور علم الكونيات حول ثلاثة مكوِّنات رئيسية: «الطاقة المظلمة»، التي لا يفهمها أحد، والمادة المظلمة، التي لا يمكن لأحد رؤيتها، وإشعاع الأمواج الصغرية الكونية، الذي كان المكون السائد للكون قبل انزياحٍ أحمر يقارب الثلاثة آلاف ويمكن دراسته بتفصيلٍ دقيق، إذ يشكِّل إشعاع الأمواج الصغرية للخلفية الكونية. أصبحَت الطاقة المظلمة هي المكوِّن السائد حديثًا (عند انزياحٍ أحمر يقترب من ٠٫٥)، بينما كان العصر الفاصل تهيمن عليه المادة المظلمة. من منظورٍ كوني، فإن ما يميز هذه المكونات الثلاثة هو الضغط الذي تبذله. فالإشعاع يبذل ضغطًا إيجابيًّا، والمادة المظلمة تبذل ضغطًا ضئيلًا للغاية، أما الطاقة المظلمة فتبذل ضغطًا سلبيًّا؛ أي إنها تولِّد توترًا.

وفقًا لنظرية النسبية العامة، يشكل الضغط مصدرًا لجذب الجاذبية تمامًا كما تفعل طاقة الكتلة. ومن ثَم، فإن قوة الجذب التي تبذلها الشمس على الأرض تكون أكبر مما يمكن أن تكون عليه لولا الضغط المرتفع في أعماق الشمس. وعلى العكس من ذلك، فإن التوتر يولِّد تنافرًا جاذبيًّا، وفي حالة الطاقة المظلمة، فإن التنافر الناتج عن توتُّرها يتغلب

على الجاذبية الناتجة عن كثافة طاقتها. وبما أن الطاقة المظلمة تهيمن الآن على الكون، فإنه يتمدد بسرعة متزايدة نتيجةً للتنافر الجذبوي الذي تولِّده. وقد أمكن اكتشاف هذا التأثير من خلال قياس الانزياحات الحمراء والمسافات للمستعرات العظمى الناتجة من الاضطرام، (الفصل الثالث). من هذه القياسات، استطعنا استنتاج معدل توسع الكون في العصور الماضية، ويبدو أنه عند انزياحٍ أحمر يقارب ٠٫٥ بدأ معدل التوسع في التزايد، بعد أن كان يتباطأ مع مرور الزمن.

خلال أول ٢٠٠ ألف عام بعد الانفجار العظيم، كان الكون متجانسًا تقريبًا ويسيطر عليه الإشعاع، مما جعل الجاذبية عاملًا جاذبًا قويًّا يُبطئ باستمرار من تمدُّد الكرة النارية الكونية. ونظرًا لأن الإشعاع يبذل ضغطًا، فقد بذل هذا السائل الإشعاعي شغلًا على التمدُّد، مما أدى إلى انخفاض كثافة طاقته بسرعة أكبر من كثافة طاقة المادة المظلمة، التي لم تبذل أي شغل يُذكر بسبب ضغطها المهمل. ونتيجةً لذلك، عند انزياحٍ أحمر يقارب الألف، انخفضَت كثافة طاقة الإشعاع إلى ما دون كثافة المادة المظلمة. في هذه المرحلة، بدأَت التفاوتات الطفيفة في كثافة الطاقة بالنمو بوتيرة أسرع؛ إذ أصبح مجال الجاذبية مُولِّدًا في المقام الأول بفعل المادة المظلمة بدلًا من الإشعاع، ولم يعُد الضغط يعاكس ميل بعض المناطق لأن تصبح أكثر كثافة من غيرها. وفي هذه المرحلة، كانت المادة العادية مرتبطة ارتباطًا وثيقًا بالسائل الإشعاعي شبه المتجانس؛ لذا لم تشارك في تكتل المادة المظلمة. ثم عند انزياحٍ أحمر يقارب الألف، انخفضَت درجة حرارة الإشعاع إلى المستوى الذي عنده ارتبطَت الإلكترونات بالبروتونات وجُسيمات ألفا، مما أدى إلى تكوُّن ذرات الهيدروجين والهيليوم. أدى تشكُّل هذه الذرات إلى فصلٍ فعلي بين المادة العادية والسائل الإشعاعي؛ لأن الذرات كانت تبعثر الفوتونات بالكاد. الآن، لم يعُد هناك ما يقاوم سحب الجاذبية للمادة العادية نحو المناطق ذات الكثافة العليا من المادة المظلمة، وبدأَت عملية تشكُّل البِنى الكونية بجدية. يمكننا دراسة «حقبة التصَوُّع» هذه بتفصيلٍ دقيق من خلال قياس خصائص إشعاع الأمواج الصغرية للخلفية الكونية؛ إذ إن الفوتونات المُشكِّلة قد وصلَت إلينا دون أي تفاعل منذ تلك الحقبة.

في حقبة التصَوُّع، كانت التباينات في كثافة المادة المظلمة لا تتجاوز أجزاءً من ١٠٠ ألف؛ لذا استغرق الأمر وقتًا طويلًا حتى تتمكن الجاذبية من تضخيمها بدرجةٍ كافية، مما أدى إلى توقف المناطق ذات الكثافة الأعلى عن التمدُّد وانهيارها لتكوين النجوم والمجرات. بدأَت هذه العملية تحدث عند انزياحٍ أحمر يقارب ١٥، وكانت الأجرام الأولى المنهارة

تشمل نجومًا ضخمة. أطلقَت هذه النجوم فوتوناتٍ عالية الطاقة، مما أدى تدريجيًّا إلى إعادة تأيين ذرات الهيدروجين والهيليوم، وهي عملية اكتملَت إلى حد كبير بانزياحٍ أحمر يقارب ٦.

حاليًّا، لا نمتلك الكثير من البيانات الرصدية المتعلقة بالفترة الزمنية الممتدة بين الانزياح الأحمر الذي يقارب ١٠٠٠ إلى الذي يقارب ٦، ولكن بعد الانزياح الأحمر ٦ أصبح السجل الرصدي أكثر وضوحًا. من المؤكد أنه بحلول ذلك الوقت كانت بعض المجرات الضخمة قد تكوَّنَت بالفعل، إذ رُصدَت النجوم الزائفة الساطعة عند انزياحٍ أحمر أكبر من ٧، ونحن نعلم (الفصل الرابع) أن هذه الأجرام تستمد طاقتها من ثقوبٍ سوداء فائقة الكتلة تُوجَد في مراكز المجرات الضخمة.

وعلى الرغم من وجود عددٍ قليلٍ من المجرات الضخمة عند الانزياح الأحمر الذي يقارب ٦، فإن نسبةً ضئيلةً فقط من النجوم الحالية كانت قد تكونَت حينها. في ذلك الوقت، كانت معظم المجرات أصغر بكثير من نظيراتها الحديثة، وكانت هناك وفرةٌ من الغاز البارد والكثيف. ومع تدفُّق هذا الغاز إلى المجرَّات الناشئة، استمرَّ معدل تكوين النجوم في الارتفاع حتى انزياحٍ أحمر يقارب ٢. كان تدفق الغاز إلى المجرات فوضويًّا، وغالبًا لم يكن منتظمًا في قرصٍ رقيق ومسطَّح، كما هي الحال في قرص مجرتنا الحالي. بدلًا من ذلك، كانت تيارات الغاز تتحرك في اتجاهاتٍ متباينة، متصادمة فيما بينها، مما أدى إلى تشكل النجوم بسرعة عند نقاط التصادم.

كانت الثقوب السوداء الهائلة في قلب المعمعة تبتلع الغاز بأسرع ما يمكنها. لذلك، نمَت الانتفاخات المجرِّية والثقوب السوداء بسرعة خلال هذه الفترة. وتحولت الطاقة المنبعثة من تراكم المادة حول الثقوب السوداء بواسطة الغاز المحيط الوفير إلى فوتوناتٍ مرئية وتحت حمراء، مما أدى إلى تألق المنطقة المحيطة بكل ثقبٍ أسود كنجمٍ زائف. أدت الطاقة المنبعثة من فناء النجوم الضخمة إلى تسخين الغاز البينجمي المحيط (الفصل الثاني)، مما تسبَّب في احتلال نسبةٍ متزايدةٍ باستمرار من حجم المجرات وما حولها بواسطة غاز عند درجة الحرارة الفيريالية أو أعلى. تدفق الغاز الساخن إلى الفضاء بين المجرات، حاملًا معه الكثير من العناصر الثقيلة التي جرى تخليقها في النجوم التي فَنِيَت أخيرًا (الفصل السابع).

بدءًا من انزياحٍ أحمر يقارب ٢، بدأ معدل تشكُّل النجوم وتغذية الثقوب السوداء في التباطؤ تدريجيًّا مع انخفاض تدفُّق الغاز إلى المجرات، وأصبح المزيد من الغاز ساخنًا

جدًّا لدرجة لا يمكنه معها تكوين النجوم، أو السماح للثقوب السوداء بالتهام المزيد من المادة. في الفصل السابع، وصفنا كيف أثَّرَت هذه الاتجاهات الكونية على أشكال المجرَّات الفردية.

وهكذا، هذا ملخَّصٌ وجيزٌ لتاريخ الكون. والكثير من العمليات الفيزيائية الكامنة وراءَه معقَّدة للغاية، وما زلنا بعيدين عن فهم جميع تفاعلاتها. لذا، إذا حاولنا الخوض في المزيد من التفاصيل، فسرعان ما سنصل إلى حدود معرفتنا الحالية.

إن الكون مثل لوحةٍ ضخمة رسمَتْها الطبيعة بأساليبَ متعددة. ورغم أن معرفتَنا بهذه اللوحة وأساليب تشكيلها في تسارُع، فإنه لا يزال أمامنا طريقٌ طويلٌ لفهم المزيد.

قراءات إضافية

الفصل الثاني: غاز بين النجوم

Bruce Draine, *Physics of the Interstellar and intergalactic Medium* (Princeton University Press, 2011). (A definitive, graduate-level text.)

T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics*. Vol. II: *Stars and Stellar Systems* (Cambridge University Press, 2001).

الفصل الثالث: النجوم

Andrew King, *Stars: A Very Short Introduction* (Oxford University Press, 2012).

T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics*. Vol. II: *Stars and Stellar Systems* (Cambridge University Press, 2001).

Dina Prialnik, *The Theory of Stellar Structure and Evolution* (Cambridge University Press, 2009). (A lucid, undergraduate-level text.)

A. Sarajedini, L. R. Bedin, B. Chaboyer, et al., The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. I. Overview and Clusters without Previous Hubble Space Telescope Photometry, *The Astronomical Journal* 133, 4 (2007), 1658–72.

الفصل الرابع: التراكم

K. M. Blundell and M. G. Bowler, Letters, *Astrophysical Journal* 616 (2004), L159.

Juhan Frank and Andrew King, *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge University Press, 2002).

T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics*. Vol. II: *Stars and Stellar Systems* (Cambridge University Press, 2001).

الفصل الخامس: الأنظمة الكوكبية

Stephen Eales, *Planets and Planetary Systems* (Wiley–Blackwell, 2009).

W. Kley and R. P. Nelson, Annual Reviews, *Astronomy and Astrophysics*, 50 (2012), 211–49.

الفصل السادس: الفيزياء الفلكية النسبية

D. P. Bennett, S. H. Rhie, S. Nikolaev, et al., Masses and Orbital Constraints for the OGLE–2006–BLG–109Lb,c Jupiter/Saturn Analog Planetary System, *Astrophysics Journal* 713 (2010), 837–55.

M. Krause, Very Light Jets II: Bipolar Large Scale Simulations in King Atmospheres, *Astronomy and Astrophysics*, 431 (2005), 45–64.

Maurice van Putten and Amir Levison, *Relativistic Astrophysics of the Transient Universe* (Cambridge University Press, 2012).

Albert Einstein, *Relativity—The Special and General Theory* (Forgotten Books, 2015). (Get the story from the horse's mouth—this book is based on lectures Einstein delivered to engineers.)

P. A. M. Dirac, *General Theory of Relativity* (Princeton University Press, 2011). (A wonderfully short and elegant exposition by perhaps the second–greatest theoretical physicist of the 20th century.)

الفصل السابع: المجرَّات

James Binney and Michael Merrifield, *Galactic Astronomy* (Princeton University Press, 1998). (Graduate-level text.)

Bruce Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press, 2011). (A definitive, graduate-level text.)

M. Geha, R. Blanton, and M. Masjedi, The Baryon Content of Extremely Low Mass Dwarf Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 653 (2006), 240–54.

D. H. Jones, B. A. Peterson, M. Colless, and W. Saunders, Near-Infrared and Optical Luminosity Functions from the 6dF Galaxy Survey, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369 (2006), 25–42.

A. Recio-Blanco, P. de Laverny, G. Kordopatis, et al., The Gaia-ESO Survey: The Glactic Thick to Thin Disc Transition, *Astronomy and Astrophysics* 567, id. A5 (2014), 21 pp.

J. L. Sanders and J. Binney, Stream-Orbit Misalignment I: The Dangers of Orbit-Fitting, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 433, 3 (2013), 1813–25.

L. Sparke and J. S. Gallagher, *Galaxies in the Universe* (Cambridge University Press, 2007). (Undergraduate-level text.)

مصادر الصور

(1–1) A parsec.

(2–1) A dark globule (© European Southern Observatory/Science Photo Library).

(3–1) Luminosity of stars as a function of surface temperature.

(3–2) The planetary nebula Messier 57 (NASA and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)).

(3–3) The outer layers of the Sun.

(3–4) Magnetic field lines.

(3–5) Plasma draining down magnetic field lines.

(3–6) Magnetic field lines brought together.

(3–7) The globular cluster NGC 7006 (ESA/Hubble & NASA).

(3–8) Brightness versus colour for stars in a globular cluster (A. Sarajedini et al., "The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. I. Overview and Clusters without Previous Hubble Space Telescope Photometry", *The Astronomical Journal*, Volume 133, Issue 4, pp. 1658–1672 (2007), http://iopscience.iop.org/1538-3881/133/4/1658/, after W. E. Harris, *AJ*, 112, 1487 (1996). © AAS. Reproduced with permission).

(4–1) An accretion disc.

(4–2) Temperature versus radius in an accretion disc.

(4–3) The luminosity radiated by an accretion disc.

(4–4) The temperature of an accretion disc around a black hole of mass 10^8 $M_\odot$.

(4–5) The luminosity radiated outside radius (r) for a disc around a 10^8 $M_\odot$ black hole.

(4–6) Gas is lifted off a disc by DQ Her (© Russell Kightley/Science Photo Library).

(4–7) Four snapshots of magnetic field lines in an accretion disc.

(4–8) The Herbig–Haro object HH30 (C. Burrows (STScI & ESA), the WFPC 2 Investigation Definition Team, and NASA).

(4–9) The geometry SS433.

(4–10) A radio image of the corkscrew jets of the binary star SS433 (K. M. Blundell & M. G. Bowler, using the U.S. National Radio Astronomy Observatory's Very Large Array telescope; *Astrophysical Journal* 616, L159 (2004)).

(4–11) A radio image of the radio galaxy Cygnus A (Image courtesy of National Radio Astronomy Observatory/AUI).

(5–1) An orbital ellipse of eccentricity $e = 0.5$.

(5–2) The inclination angle between the invariable plane and the plane of the planet's orbit.

(5–3) The positions of two planets on similar orbits shown at a hundred equally spaced times.

(5–4) A planet orbiting an (invisible) central star (F. Masset (UNAM)).

(6–1) Angular distribution of emission from jets.

(6–2) The geometry of superluminal expansion.

(6–3) The apparent velocity of a blob.

(6–4) Plasma coming fast from the left hitting slower–moving plasma on the right.

(6–5) Computer simulation of a jet–inflated cocoon (M. Krause, "Very Light Jets II: Bipolar large scale simulations in King atmospheres",

Astronomy & Astrophysics, 432, 45 (2005) reproduced with permission ©ESO).

(6–6) A lens and a gravitational lens.

(6–7) Weak lensing in the galaxy cluster Abell 2218 (W. Couch (University of New South Wales), R. Ellis (Cambridge University), and NASA/ESA).

(6–8) The micro–lensing event OGLE–2006–BLG–109 (Gaudi et al., "Discovery of a Jupiter/Saturn Analog with Gravitational Microlensing", *Science*, 319, 927 (2008). © AAAS. Reproduced with permission via Copyright Clearance Center, Inc.).

(7–1) Galaxy luminosity function (D. H. Jones et al., "Near–infrared and optical luminosity functions from the 6dF Galaxy Survey", *MNRAS*, 360, 25 (2006)).

(7–2) An image of our Galaxy (2MASS/J. Carpenter, T. H. Jarrett, & R. Hurt. Atlas image obtained as part of the Two Micron All Sky Survey (2MASS), a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by NASA and the National Science Foundation).

(7–3) Cartoon of disc, bulge, and halo.

(7–4) Formation of a wake behind a massive body.

(7–5) Tides without a moon.

(7–6) A simulation of tidal tails forming (J. L. Sanders & J. Binney, "Stream–orbit misalignment–II. A new algorithm to constrain the Galactic potential", *MNRAS*, 433, 1826 (2013)).

(7–7) Stars formed in the first gigayear (Recto–Blanco et al. (2014)).

(7–8) The Coma cluster ((a) NOAO/AURA/NSF TBC; (b) S. L. Snowden USRA, NASA/GSFC).

(7–9) A dwarf galaxy and cold, star forming gas (Geha et al., *Astrophysical Journal*, 653, 240 (2006), fig. 4).

هنـــداوي