

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

[530.12:531.51+523](023)

**О ВОЗРАСТАЮЩЕМ ЗНАЧЕНИИ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ДЛЯ АСТРОНОМИИ *)**

(Галлеевская лекция 1972 г.)

С. Чандрасекхар

В одной из своих статей Мэйнард Кейнс писал ¹:

«Ньютон не был первым представителем века рационализма. Он был последним магом, последним представителем эпохи Вавилона и Шумера, последним великим мыслителем, который смотрел на мир вокруг себя и мир в себе такими же глазами, что и люди, которые начали закладывать фундамент наших знаний не менее чем 10 000 лет назад». И если Ньютон не был первым сыном века рационализма, это место по справедливости мог бы занять Галлей. Его научная позиция и подход к физическим наукам ни в чем не отличаются от современных взглядов. В частности, он стремился найти в природе проявления основных физических законов. Убедившись в том, что существование периодических комет полностью согласуется с законом всемирного тяготения Ньютона, он приступил к выяснению, нет ли каких-либо свидетельств о периодических кометах, и пришел к результатам, которые стали всеобщим достоянием.

Как известно, Галлей с энтузиазмом отнесся к ньютоновской теории тяготения; и с этой точки зрения любопытно отметить, что ни в одной из предыдущих галлеевских лекций не делалось попыток рассмотреть значение, которое может иметь общая теория относительности для астрономии. Эта теория, которую Герман Вейль назвал «одним из величайших примеров могущества интеллекта», была построена благодаря осознанию того, что ньютоновская теория должна быть видоизменена, для того чтобы она находилась в соответствии с другими разделами физики — в том числе с электродинамикой и оптикой. В 20-х годах XX века теория относительности была «источником возбуждения». Именно поэтому Эддингтон вспоминал о своем участии в проверке предсказания Эйнштейна об отклонении солнечных лучей во время затмения Солнца 1919 г. как о «наиболее примечательном событии» в своих астрономических исследованиях ². Уайтхед так описывал заседание Королевского общества в Лондоне в ноябре 1919 г., на котором были оглашены результаты экспедиции ³:

«Атмосфера жгучего интереса больше всего напоминала греческую драму: мы были хором, комментирующим приговор судьбы, раскрываю-

*) S. Chandrasekhar, The Increasing Role of General Relativity in Astronomy (Halley Lecture for 1972. Delivered in Oxford, May 2), Observatory 92 (990), 160 (October 1972). Перевод Л. В. Самсоенко.

щийся перед нами в ходе развития событий. Драматизмом веяло и от обстановки традиционного церемониала с портретом Ньютона в отдалении, напоминавшем нам, что величайшему научному обобщению более чем через два столетия потребовались первые поправки».

Вопреки подъему науки в 20-х годах, а также вопреки тому, что автор теории относительности стал наиболее известным представителем науки XX века, сама теория в последующие десятилетия ни в рамках физики, ни в рамках астрономии не развивалась сколько-нибудь интенсивно. Я остановлюсь далее только на астрономии. Можно без особого труда указать причины, в силу которых изучение общей теории относительности в рамках астрономии оказалось постепенно заброшенным. Дело в том, что проявления общей теории относительности в астрономии были отождествлены с тремя эйнштейновскими эффектами, причем их воздействие на движения планет и Луны были, по общему признанию, весьма незначительны. А в таком случае казалось очевидным, что теория относительности едва ли применима к более широкому классу астрономических явлений.

Разумеется, космология была исключением, и в космологии общая теория относительности сразу приобрела жизненно важное значение: именно эта теория определила направление наблюдений «мира туманностей» после того, как Хаббл открыл явление расширения Вселенной. Эти космологические аспекты были отражены в предыдущих галлеевских лекциях, прочитанных Хабблом, Сэндейжем и Шмидтом. Однако космология, безусловно представляющая фундаментальный интерес для физики, не является, если можно так выразиться, главной отраслью производства в астрономической науке.

Но что же является главной отраслью астрономии? Мне не хотелось бы вступать в какую-либо дискуссию по этому поводу — а это непременно могло бы случиться при известном проявлении догматизма с моей стороны. Я не желал бы претендовать на роль мудреца или пророка, определяющего цели или главные отрасли науки. Позвольте мне принять практическую точку зрения и высказать уверенность, что в прошлом центральное место всегда занимали вопросы, касающиеся непрерывного выделения энергии звездами и другими телами, образующими астрономическую вселенную: они стимулировали и направляли развитие всей астрономии. И именно с этой точки зрения я рассматриваю возрастающую роль общей теории относительности в астрономии. Но сначала я хотел бы в общих чертах обрисовать тот фон, на который это нарастающее значение может быть спроектировано.

Когда мы размышляем об источнике энергии звезд, эта проблема почти автоматически включает в себя вопрос об источнике постоянного излучения нашего Солнца. Солнце непрерывно излучает энергию в окружающее пространство; насколько можно судить, этот процесс продолжается с неизменной интенсивностью по крайней мере несколько миллиардов лет. И основная трудность, связанная с этим непрерывным выделением энергии, касается не столько ее количества, сколько длительности этого процесса. Давайте займемся некоторыми деталями.

В XX веке единственным известным физическим процессом, при котором могла бы высвобождаться энергия из самогравитирующей массы, подобной звезде, было медленное непрерывное сжатие. При таком сжатии высвобождается гравитационная потенциальная энергия. Часть этой высвобождающейся энергии идет на повышение средней температуры звезды, а оставшаяся энергия излучается во внешнее пространство. Именно в рамках этой гипотезы Кельвин и Гельмгольц искали объяснение излучения Солнца и звезд. Несомненно, подобный физический процесс может иметь известное значение в астрономии. В частности, ему отводит-

ся определенная роль в современных схемах звездной эволюции. Но когда мы используем этот механизм для объяснения излучения Солнца, гипотеза сжатия терпит крах, поскольку она обеспечивает существование источника солнечной энергии лишь в течение нескольких миллионов лет, тогда как многочисленные и совершенно независимые друг от друга данные указывают на то, что даже возраст земной коры должен измеряться миллиардами лет.

Но хотя гипотеза сжатия, предложенная Кельвином и Гельмгольцем, оказалась неприменимой к Солнцу, она сыграла существенную роль во многих важных астрономических и связанных с астрономией исследованиях, в частности дала толчок для разработки методов абсолютного определения возраста и замены качественных геологических методов оценки возраста горных пород количественными методами датирования по содержанию радиоактивных минералов. Я уже отмечал, что гипотеза сжатия продолжает играть определенную роль в современных схемах звездной эволюции.

Как я указал, гипотеза сжатия не выдержала проверки на длительность. Отсюда следовало, что необходимо искать источники энергии, которые могли бы действовать значительно дольше и, в частности, обеспечить для Солнца время жизни по крайней мере 10^{10} лет. Возможность существования такого источника выявилась после того, как было обнаружено, что масса ядра гелия на 0,8% меньше, чем учетверенная масса протона. Следовательно, если бы удалось найти способ синтеза ядра гелия из четырех протонов, то при этом освобождалась бы энергия, эквивалентная 0,8% массы протона. И уже в 20-х годах стало ясно, что если выделяющаяся при синтезе ядра гелия энергия может высвобождаться из атома, то этот источник энергии для Солнца, без сомнения, выдержал бы проверку на длительность.

То, что предполагаемая трансформация ядер действительно имеет место при тех температурах и давлениях в недрах звезд, которые были определены Эддингтоном и другими в 20-х годах, подтвердилось лишь после развития квантовой механики и ядерной физики. А понимание того, как протоны даже относительно малой энергии могут объединяться и образовывать ядра дейтерия или проникать в ядра углерода и азота с вероятностями, достаточными для обеспечения эффективного «горения» водорода и превращения его в гелий, пришло только в конце 30-х годов. Много данных о сечениях различных ядерных реакций было получено в течение 50-х годов. Во всяком случае, сам факт, что детальное исследование проблем звездной энергии служило источником вдохновения в обширной области астрономии в 50-х и 60-х годах, не вызывает никаких сомнений. Эти достижения сделали возможным развитие подробной теории звездной эволюции: в свою очередь успехи теории стимулировали многочисленные фотометрические исследования звездных скоплений и галактик; определения же возраста указанных объектов естественно привели к пересмотру космологической шкалы расстояний и новой оценке значения постоянной Хаббла.

По-видимому, возрастание значения общей теории относительности для астрономии, свидетелями чему мы станем в 70-х и 80-х годах, будет в известной мере напоминать роль ядерной физики в период 50-х — 60-х годов. Эту мысль можно выразить и иначе. Можно сказать, что тем требованиям астрономических наблюдений, которые как будто выходят за рамки ядерной физики, по-видимому, могут удовлетворить физические процессы, находящие объяснение только в общей теории относительности. Упомянем в связи с этим квазары, радиогалактики, грандиозные катастрофы, которые, по-видимому, происходят в центральных областях галактик,

а также явления, о которых сообщил Вебер и которые, возможно, связаны с выбросами энергии в форме гравитационных волн, приходящих к нам из центра нашей Галактики. Существование всех перечисленных явлений требует существования в природе процессов, при которых в виде энергии выделяется гораздо большая часть массы покоя, чем примерно 1%, объясняемый наличием энергии связи в атомных ядрах. По-видимому, подобные процессы объяснимы лишь в рамках общей теории относительности, причем характерные явления, которые должны иметь место при протекании таких процессов, возможно, окажутся обязательными в крупных астрономических системах. Я рассмотрю сначала эти крупные астрономические объекты, а затем вернусь к тем специфическим процессам выделения энергии, которые типичны для общей теории относительности.

При изложении проблемы солнечной энергии я подчеркнул, что в поисках источников энергии для астрономических тел главным требованием является длительность. В случае Солнца ядерные процессы с участием легких ядер выдерживают экзамен: они обеспечивают Солнцу жизнь примерно в десять миллиардов лет при нынешней интенсивности излучения. Однако те же самые реакции не могут обеспечить сравнимые по длительности времена жизни для звезд значительно большей массы, чем Солнце; массивные звезды излучают несравненно большее количество энергии на единицу массы. Звезда в десять раз массивнее, чем Солнце, имеет светимость примерно в десять тысяч раз больше солнечной. Такие звезды будут сжигать имеющееся ядерное топливо за гораздо более короткое время; следовательно, они не могут существовать более 10—20 млн. лет. Поскольку наша Галактика примерно в нынешней форме существует по крайней мере в тысячу раз дольше, отсюда следует непреложный вывод, что эти звезды молоды и они должны были возникнуть за последние 10—20 миллионов лет. Таким образом, процесс образования звезд в нашей Галактике продолжается непрерывно. Поэтому судьба этих короткоживущих массивных звезд становится одним из наиболее важных вопросов астрономии. Важность его для общей проблемы звездной эволюции была понята задолго до того, как стали известны источники звездной энергии. Из всего сказанного следует неизбежность этого вопроса: ведь какова бы ни была природа источника звездной энергии, он рано или поздно должен исчерпаться, и тогда мы снова оказываемся лицом к лицу с той же самой проблемой. Этот вопрос был сформулирован Эддингтоном в одном из его известных афоризмов: *«Чтобы звезда охлаждалась, ей требуется энергия»*⁴. И в духе этого афоризма мы можем спросить: будут ли массивные звезды располагать энергией, требуемой для их охлаждения?

Позвольте мне еще раз сформулировать и утверждение, и вопрос в менее изысканной манере. Звездное вещество в недрах нормальных звезд состоит в основном из атомных ядер и электронов, причем, за исключением случая чистого ионизованного водорода, число электронов превосходит число ядер на множитель, превышающий 2. В результате электроны дают в полное газовое давление значительно больший вклад, чем протоны. Теперь поставим вопрос: может ли звезда заданной массы, состоящая из данного вещества, достичь состояния нулевой энергии при высокой плотности? Р. Фаулер придал этому вопросу следующую форму⁵: может ли звезда достичь состояния, в котором она может быть описана как гигантская молекула в низшем квантовом состоянии?

Пионерское исследование Р. Фаулера 1929 г., опиравшееся на уравнение состояния, которому должен подчиняться электронный газ при увеличении его концентрации при заданной температуре, показало, что подобное состояние, по-видимому, достижимо. Предельная форма уравне-

ния состояния электронного газа, использованная Фаулером, может быть выведена из следующего рассуждения. Мы описываем состояние электронного газа посредством квантовых чисел, подобно тому как мы описывали квантовыми числами электроны в атоме. В предельном случае высокой концентрации все состояния электронов с импульсами, меньшими определенного порогового значения p_0 , заполняются в соответствии с принципом Паули, согласно которому состояние с данными квантовыми числами может занимать только один электрон. В то время как все состояния с импульсами меньше p_0 заполнены, все состояния с импульсами больше p_0 остаются свободными.

Это полностью вырожденное состояние электронного газа. Можно показать, что при этих условиях соотношение между давлением p и концентрацией электронов n_e имеет вид $p = k_1 (n_e)^{5/3}$, где k_1 — атомная постоянная.

На основе этого уравнения состояния можно легко определить структуру, которую будет иметь конфигурация данной массы M , находящейся в равновесии под действием собственного тяготения. Мы найдем, что равновесные состояния возможны для любой заданной массы; связь массы и радиуса конфигурации приобретает форму $M = \text{const} \cdot R^{-3}$. В соответствии с этим соотношением, чем больше масса, тем меньше радиус, причем средняя плотность этих конфигураций должна лежать в пределах $10^5 - 10^6$ г/см³, если масса конфигурации близка к солнечной. Плотности и массы именно такого порядка мы встречаем у так называемых белых карликов. И одно время казалось, что стадия белого карлика (или скорее стадия «черного карлика», как ее описал Фаулер) представляет собой последнюю стадию эволюции для всех звезд.

Поскольку существование финитного состояния казалось возможным для любой заданной массы, рождалась счастливая уверенность, что у всех звезд окажется «достаточно энергии, чтобы охладиться». Но эта уверенность скоро рухнула, когда выяснилось, что электроны в центрах вырожденных масс приобретают импульсы, по порядку величины сравнимые с mc , где m — масса электрона. В соответствии с этим необходимо учитывать эффекты специальной теории относительности. Последние можно получить без труда, и с первого взгляда они выглядят достаточно невинными: исправленное уравнение состояния, переходящее в приведенное выше для малых концентраций электронов, стремится в пределе к $p = k_2 (n_e)^{4/3}$, когда концентрация электронов возрастает до бесконечности (k_2 — другая атомная постоянная). Эта предельная форма приводит к драматическому эффекту при выводе соотношения масса — радиус: вместо конечного радиуса для всех масс теория теперь предсказывает, что радиус должен стремиться к нулю при достижении определенной предельной массы. Значение этой предельной массы равно $5,76 \mu_e^{-2}$ солнечной массы, где μ_e означает средний молекулярный вес в расчете на один электрон. Если предположить, что $\mu_e = 2$, то предел составит 1,44 массы Солнца⁶.

Существование этой предельной массы означает, что состояние белого карлика для достаточно массивных звезд отсутствует. Другими словами, *у массивных звезд нет достаточной энергии, чтобы охладиться*.

На рис. 1 представлено соотношение масса — радиус, полученное в 1935 г. на основе точного уравнения состояния (для которого приведенные выше уравнения являются приближенными предельными формами⁷).

Вывод, полученный в то время, был сформулирован следующим образом⁸:

«История жизни звезды малой массы должна существенно отличаться от истории жизни звезды большой массы. Для звезды с малой массой естественное достигаемое состояние белого карлика является первым

шагом к полному угасанию. Звезда с большой массой не может превратиться в белого карлика, и нам необходимо искать другие возможности».

Утверждения, очень похожие на только что процитированное мной и взятое из моей статьи, опубликованной около сорока лет назад, часто встречаются в современной литературе. Можно спросить, почему же эти

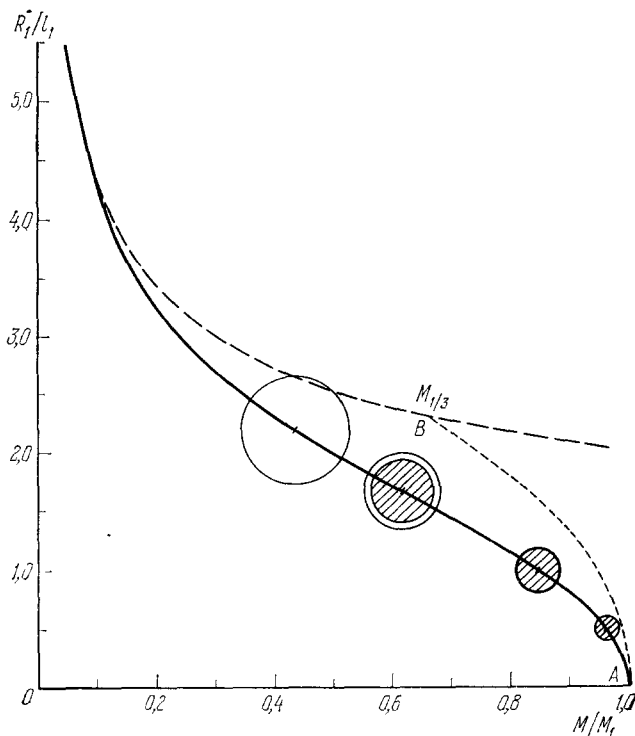


Рис. 1. Сплошная кривая представляет точное соотношение масса — радиус для полностью вырожденных конфигураций.

Масса, отсчитываемая вдоль абсциссы, измеряется в единицах предельной массы (обозначенной M_1); радиус, отсчитываемый по ординате, измеряется в единицах $l_1 = 7,72 \cdot 10^8$ см. Штриховая кривая дает соотношение $M = \text{const} \cdot R^{-3}$, которое следует из уравнения состояния $p = k_1 (n_e)^{5/3}$. В точке B на штриховой кривой пороговый импульс электронов p_0 в центре конфигурации в точности равен mc . На сплошной (точной) кривой в той точке, где находится круг без заштрихованной части, импульс p_0 (в центре круга) тоже равен mc ; заштрихованные части других кругов соответствуют областям в этих конфигурациях, где электроны можно считать релятивистскими ($p_0 > mc$) (С, р. 219).

выводы не были приняты сорок лет назад? Дело в том, что они не встретили одобрения со стороны ведущих ученых тех дней. Так, Эддингтон, комментируя приведенные выше слова, утверждал ⁹:

«Чандрасекхар показывает, что звезда с массой больше определенного предела остается идеальным газом и никогда не сможет охладиться. Звезда будет продолжать излучать и излучать, сжиматься и сжиматься до тех пор, пока она, я предполагаю, не достигнет радиуса всего в несколько километров, когда гравитация окажется достаточно сильной, чтобы «запереть» излучение, и звезда, наконец-то, сможет обрести покой».

Если бы Эддингтон здесь остановился, мы могли бы воздать ему должное за первое предсказание существования «черных дыр» — объектов, к которым я вернусь позже. Но увы! Вот что мы читаем дальше:

«Я чувствую себя насильственно подведенным к выводу, который является почти *reductio ad absurdum* [доведением до абсурда] релятивистской формулы вырождения. Самые различные события могут вмешаться

и спасти звезду, но мне хотелось бы располагать лучшей защитой, чем этот довод. Я уверен в существовании закона природы, предохраняющего звезду до вступления на этот абсурдный путь».

Сходным образом писал и Милн (который являлся профессором здесь, в Оксфорде; он был одним из ближайших моих друзей):

«Для меня ясно, что материя не может вступить на тот путь, который вы указываете».

В связи с такой оппозицией мне стал казаться более привлекательным другой вывод: массивная звезда, израсходовавшая свои ядерные источники энергии, будет сжиматься и в ходе этого процесса выбросит в пространство значительную долю своей массы; освободившись от избытка массы, звезда могла бы обрести состояние покоя.

Успехи теории в другом направлении подсказали иную возможность¹⁰. Именно, когда мы приближаемся к предельной массе вдоль последовательности белых карликов, мы должны достичь точки, в которой протоны в центре конфигурации становятся неустойчивыми по отношению к захвату электронов. Ситуация здесь такова. При нормальных условиях нейтроны β -активны и нестабильны, тогда как протоны — стабильные нуклоны. Но если в окружающем нейтроны пространстве все электронные состояния с энергиями, меньшими или равными энергии β -спектра нейтрона, будут заселены (а именно так будет в центре вырожденной конфигурации, когда масса близка к предельной), тогда в силу принципа Паули распад нейтрона будет предотвращен. В этих условиях протон окажется нестабильным, а нейтрон будет стабильным. При таких высоких плотностях в состоянии равновесия, при соблюдении требования нейтральности будут существовать нужные количества электронов, протонов и нейтронов с подходящими пороговыми энергиями, в силу чего имеющиеся протоны и нейтроны не будут распадаться. При указанных плотностях число нейтронов будет во много раз превышать число протонов и электронов. Очевидно, с началом образования нейтронов звезда станет сжиматься, причем до столь малых размеров, что средняя плотность достигнет плотности ядерного вещества (10^{13} — 10^{15} г/см³). Подобные нейтронные звезды впервые были исследованы Оппенгеймером и Волковым¹¹ в 1939 г., хотя указание на возможность их существования было сделано Цвикки примерно пятью годами раньше.

Со времени опубликования работы Оппенгеймера и Волкова считалось наиболее правдоподобным, что массивная звезда в ходе эволюции может коллапсировать и образовать нейтронную звезду, если в период сжатия она существенно уменьшит свою массу. Несомненно, такой процесс должен носить катастрофический характер, и его результатом могло бы быть появление сверхновой. Но формирование нейтронной звезды в результате коллапса будет зависеть от того, сможет ли звезда с первоначальной массой, превышающей предельную массу для белых карликов, выбросить нужное количество массы, чтобы оставшаяся часть попала в пределы, характерные для масс стабильных нейтронных звезд.

Хотя вопрос о конечной судьбе массивных звезд со всеми сопутствующими обстоятельствами серьезно не поднимался вплоть до недавнего времени¹², теория белых карликов, опирающаяся на релятивистское уравнение состояния вырожденного вещества, в 40-х и 50-х годах постепенно завоевывала признание¹³. Можно указать двоякую причину этого успеха, связанную с достижениями в области астрономии. Во-первых, число известных белых карликов существенно увеличилось, в основном благодаря усилиям Лейтона. Изучение их спектров, в особенности проведенное Гринстейном, подтвердило правильность (а в некоторых случаях и необходимость) теоретически выведенного соотношения масса — радиус,

указанного на рис. 1. Во-вторых, характерное время порядка 10 млн. лет для истощения ядерных источников энергии массивных звезд требует непрерывного образования звезд. Это обстоятельство открывает принципиальную возможность различать популяции молодых и старых звезд. Спектроскопические данные подтвердили, что химический состав молодых звезд имеет систематические отличия от состава старых звезд. Различие состоит в том, что молодые звезды, по-видимому, сформировались из вещества, уже прошедшего цикл ядерных реакций. Этот последний факт согласуется с картиной, согласно которой в ходе эволюции массивных звезд значительная доля их массы возвращается в межзвездное пространство. Возможно, что это возвращающееся в межзвездное пространство «переработанное» вещество попадает туда в результате вспышек сверхновых.

Хотя все перечисленные идеи получили общее признание, они оставались лишь гипотезами. Все следствия из них не исследовались серьезно вплоть до открытия пульсаров. Последнее же открытие, особенно обнаружение пульсара в Крабовидной туманности (с самым коротким из известных периодом), значительно укрепило точку зрения, которую я описывал выше. Сама Крабовидная туманность является остатком вспышки Сверхновой, наблюдавшейся китайскими и японскими астрономами в 1054 г. Открытие связи других пульсаров (с более продолжительными периодами) с объектами, которые, по-видимому, являются остатками еще более древних вспышек сверхновых, усиливает это убеждение. История пульсаров и их отождествление с нейтронными звездами настолько широко известна, что я ограничусь сказанным.

Принципиальные выводы, которые следуют из этих теоретических и наблюдательных исследований, можно резюмировать очень просто.

В ходе своей эволюции массивные звезды после истощения ядерных источников энергии должны коллапсировать до размеров порядка 10—20 км. В процессе коллапса значительная доля их массы будет возвращаться в межзвездное пространство (в «переработанном») виде. Если выброшенная доля массы такова, что остаток попадает в область масс для стабильных нейтронных звезд, возникает пульсар. Точная оценка разрешенной области масс для стабильных нейтронных звезд невозможна вследствие неопределенностей уравнения состояния для нейтронного вещества. Безусловно, эта область оказывается узкой: современная оценка лежит между 0,3 и 1,0 солнечной массы. Хотя в некоторых случаях образование стабильной нейтронной звезды действительно возможно, несомненно, что для ее формирования требуется стечение особых обстоятельств. В самом деле, а priori мало правдоподобно, что звезда, первоначально имевшая массу порядка 10 солнечных масс, во время вспышки, сопровождаемой гигантскими флуктуациями, выбросила массу, как раз достаточную для того, чтобы незначительный остаток попал в узкую область разрешенных масс. Более правдоподобно, что звезда сбрасывает то слишком большую массу, то слишком малую. В подобных случаях остаток не может приобрести устойчивое состояние, и процесс коллапса должен продолжаться до тех пор, пока силы тяготения не возрастут настолько, что произойдет событие, которое Эддингтон считал невозможным: «гравитация окажется достаточно сильной, чтобы „запереть“ излучение». Иными словами, должна возникнуть «черная дыра»; именно к проблеме «черных дыр» я сейчас и перейду.

Прежде всего позвольте мне уточнить, что понимается под «черной дырой». Говорят, что образуется «черная дыра», когда гравитационные силы на поверхности тела становятся настолько сильны, что свет не может его покинуть. О том, что такая возможность существует, высказывал догадку уже Лаплас в 1798 г. Лаплас рассуждал следующим обра-

зом¹⁴. Для того чтобы частица могла покинуть поверхность сферического тела с массой M и радиусом R , она должна быть выброшена с такой скоростью v , что $v^2/2 > GM/R$; при $v^2 < 2GM/R$ частица не может покинуть поверхность. На основании последнего неравенства Лаплас заключил, что если $R < 2GM/c^2 = R_s$ (где c обозначает скорость света), то свет не покинет тело, так что мы не сможем увидеть его.

По курьезному совпадению предел R_s , открытый Лапласом, в точности равен тому, который общая теория относительности дает для существования *ловушечной поверхности*, окружающей сферическую массу. (Ловушечная поверхность — это такая поверхность, с которой свет не может уйти в бесконечность.) В то время как формула для R выглядит точно так же, радиальная координата r в общей теории относительности определяется так, что $4\pi r^2$ равно площади 3-поверхности постоянного радиуса, в силу чего r не является истинным радиальным расстоянием до центра.

Таким образом, для значения радиальной координаты $r = R_s$ характер пространственно-временных изменений определяется из стандартной формы метрики Шварцшильда, которая описывает геометрию пространства-времени вне сферического распределения масс, локализованного в центре. Для массы, равной массе Солнца, шварцшильдовский радиус R_s равен 2,5 км. Одно время мысль, что столь большая масса, как масса Солнца, может быть сжата до радиуса всего в 2,5 км, казалась совершенно абсурдной. Теперь так больше не думают: нейтронные звезды имеют массы и радиусы именно такого порядка.

Теперь мы займемся проблемой гравитационного коллапса тела до такого малого объема, что вокруг него образуется ловушечная поверхность; выше мы установили, что свет с такой поверхности испускаться не может.

Сначала рассмотрим в рамках ньютоновской теории, что произойдет с несвязанной массой, полностью лишенной внутреннего давления и сферически-симметрично распределенной вокруг центра. Такая масса сколлапсировала бы к центру за конечное время: поскольку давление полностью отсутствует, действие сил тяготения ничем не ограничивается. В ньютоновской теории этот результат коллапсирования вещества до бесконечной плотности может рассматриваться как доведение до абсурда первоначальных предположений: оба они — распределение вещества точно сферически-симметрично и полное отсутствие внутреннего давления — на практике неосуществимы. И если хотя бы одно из этих предположений не выполняется, то коллапс до бесконечной плотности невозможен.

Если же рассматривать ту же проблему коллапса при отсутствии внутреннего давления в рамках общей теории относительности, что впервые было сделано Оппенгеймером и Снайдером¹⁵, то мы найдем, как и в ньютоновской теории, что вещество коллапсирует к центру за конечное время (при измерении времени сопутствующими часами). Но в противоположность ньютоновской теории, учет давления или существование отклонений от точной сферической симметрии, по-видимому, не оказывает заметного влияния на конечный результат. Причины этого таковы. В общей теории относительности давление дает вклад в инертную массу, и этот вклад становится сравнимым с вкладом от плотности, когда радиус объекта достигает шварцшильдовского предела. Ввиду этого после достижения определенной стадии учет давления облегчает коллапс, а не препятствует ему. Ясно также, что небольшие отклонения от сферической симметрии не оказывают существенного влияния. В отличие от ньютоновской теории, движение к центру не обязательно должно быть идеальным; достаточно попадания внутрь шварцшильдовского радиуса. В более общем случае

теоремы Пенроуза и Хокинга¹⁶ показывают, что в рамках общей теории относительности учет факторов, характеризующих отклонение от нулевого давления и отсутствие сферической или иной симметрии, не предохраняет вещество от коллапсирования в сингулярность пространства-времени, если достигается определенная «безвозвратная» точка (горизонт событий).

Если рассматривать теперь гравитационный коллапс массивной звезды и принять во внимание все факторы, связанные с давлением, но допустить лишь малые отклонения от сферической симметрии, то конечный результат оказывается тем же самым, что и в случае строгого сферически-симметричного коллапса при отсутствии давления¹⁷.

Нет какой-либо альтернативы для вещества, коллапсирующего к сингулярности до бесконечной плотности, если пройдена безвозвратная точка. Причина состоит в том, что раз горизонт событий пересечен, все времениподобные траектории должны с необходимостью вести к сингулярности, и «вся королевская конница, и вся королевская рать» здесь ничем помочь не могут. Для внешнего наблюдателя энергия, связанная с отклонениями от сферической симметрии, будет излучаться наружу в виде гравитационных волн, и горизонт событий в конце концов застывает на гладкой сферической поверхности, со шварцшильдовской метрикой вне этой поверхности для определенного значения M — массы «черной дыры».

Важно отметить, что явление сферического коллапса будет описываться по-разному наблюдателем, движущимся вместе с поверхностью коллапсирующей звезды, и наблюдателем, покоящимся на бесконечности. Это различие иллюстрируется рис. 2.

Вообразим, что наблюдатель на поверхности коллапсирующей звезды подает сигналы времени через равные интервалы (по своим часам) на некоторой предписанной длине волны (по своему стандарту). До тех пор, пока радиус поверхности коллапсирующей звезды велик по сравнению со шварцшильдовским радиусом, эти сигналы будут приниматься покоящимся наблюдателем с интервалами, по которым он будет рассчитывать (с хорошим приближением) удаленность в пространстве мест, от которых принимаются сигналы.

Но по мере развития коллапса удаленный наблюдатель придет к выводу, что сигналы приходят с интервалами, которые постепенно удлиняют-

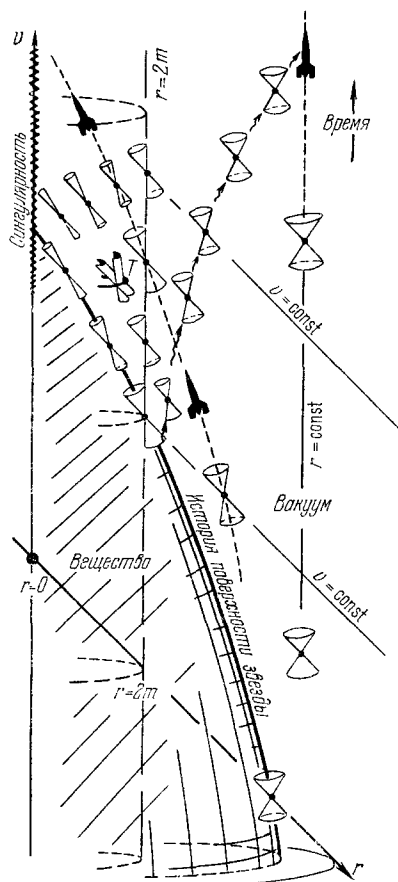


Рис. 2. Диаграмма иллюстрирует сферически-симметричный коллапс.

В каждой точке изображены световые конусы будущего и прошлого; все времениподобные траектории должны лежать внутри этих конусов. Показан также прием наблюдателем, обращающимся по круговой орбите на большом расстоянии от центра, светового сигнала, посланного наблюдателем, находящимся на поверхности коллапсирующей звезды. Ясно, что ни один сигнал, отправленный после того, как поверхность звезды проходит внутрь шварцшильдовской поверхности при $r = 2m$, не может быть принят внешним наблюдателем. Заметьте также, что все направленные в будущее времениподобные траектории, исходящие из любой точки внутри области $r = 2m$, должны обязательно пересечь сингулярность при $r = 0$ (по¹⁸).

ся, причем длина волны, на которой он принимает сигналы, также возрастает. По мере приближения поверхности к шварцшильдовскому пределу удлинение интервалов (а также возрастание длины волны, на которой принимаются сигналы) станет экспоненциально расти со временем. Удаленный наблюдатель не будет принимать никаких сигналов после того, как коллапсирующая поверхность пересечет поверхность Шварцшильда; и для него нет никакого способа узнать, что случилось с коллапсирующей звездой после того, как она окажется внутри шварцшильдовской поверхности.

Для удаленного наблюдателя коллапс до шварцшильдовского радиуса займет, строго говоря, бесконечное время (по его часам), хотя временная шкала, в которой он теряет контакт с коллапсирующей звездой, порядка миллисекунд.

События разворачиваются совершенно по-иному для наблюдателя на поверхности коллапсирующей звезды. Для него не происходит ничего необычного при пересечении шварцшильдовской поверхности: он будет пересекать ее гладко и за конечное время по своим часам. Но оказавшись внутри поверхности Шварцшильда, он станет неумолимо продвигаться вперед по направлению к сингулярности, и у него не будет никаких путей избежать перспективы сжатия до нулевого объема в сингулярности и никакой надежды на возвращение обратно.

Из сказанного следует, что коллапс, подобный описанному выше, должен происходить в Галактике достаточно часто, так что количество «черных дыр» должно быть сравнимо (если не превышать) число пульсаров. И хотя «черные дыры» невидимы для внешних наблюдателей, они тем не менее могут взаимодействовать между собой и с внешним миром благодаря своим внешним полям. Но необходимо сделать одно важное обобщение.

Известно, что подавляющее большинство звезд вращается. Мы можем предположить, что во время коллапса подобных вращающихся звезд момент количества движения должен сохраняться, за исключением той его части, которая уносится гравитационными волнами. Каков же будет конечный результат коллапса для вращающихся звезд?

На первый взгляд учет момента количества движения резко усложняет проблему. Но если высказанные недавно идеи получают подтверждение, то результат такого коллапса не только окажется простым во всех отношениях, но и создаст фундамент для возрастания роли общей теории относительности в астрономии.

В 1963 г. Керр¹⁹ нашел следующее решение уравнений Эйнштейна для вакуума, которое зависит от двух параметров M и a и в пределе дает плоскую метрику:

$$ds^2 = -\frac{\Lambda}{\rho} (dt - a \sin^2 \theta d\varphi)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2) d\varphi - a dt]^2 + \frac{\rho^2}{\Lambda} dr^2 + \rho^2 d\theta^2,$$

где $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$, $\Lambda = r^2 + a^2 - 2Mr$. (Уравнение написано в системе единиц, в которой $c = G = 1$; использована система координат, введенная Бойером и Лундквистом²⁰.)

Решение Керра имеет *цилиндрическую симметрию* относительно оси $\theta = 0$: ни один из метрических коэффициентов не зависит от координаты t — времени наблюдателя, находившегося в бесконечности. Решение Керра переходит в решение Шварцшильда при $a = 0$.

Пробная частица, описывающая геодезическую в метрике Керра, будет на большом расстоянии от центра описывать траекторию движения в гравитационном поле тела с массой M и моментом количества движения $J = aM$ (что следует из эффекта Ленса — Тирринга).

В настоящее время имеется уверенность, что конечным результатом коллапса массивной вращающейся звезды является «черная дыра» с внешней метрикой, которая в пределе становится метрикой Керра, а все асимметрии будут излучены на бесконечность. Я не буду пытаться разъяснять причины этой уверенности, скажу лишь, что они являются следствием из теоремы Картера²¹, согласно которой *последовательности осесимметричных метрик, внешних по отношению к «черной дыре», не должны пересекаться*, т. е. не иметь никаких общих членов.

В метриках Керра, как и в метриках Шварцшильда, существует горизонт событий; он имеет место при $r = (G/c^2) [M + (M^2 - a^2)^{1/2}]$. При написании этой формулы я предположил, что $a < M$; если же это неравенство не выполняется, то горизонт событий отсутствует и мы имеем дело с «обнаженной сингулярностью», т. е. сингулярностью, которая будет наблюдаться и способна обмениваться информацией с внешним миром. В дальнейшем я ограничусь случаем $a < M$. Времениподобные, или нулевые, траектории могут пересекать горизонт событий с внешней стороны, но они не могут исходить изнутри. В этом отношении керровская «черная дыра» подобна шварцшильдовской. Но в отличие от шварцшильдовской метрики, метрика Керра определяет иную поверхность (*стационарный предел*), внешнюю по отношению к горизонту событий и определяемую уравнением $r = (G/c^2) [M + (M^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{1/2}]$. Эта поверхность касается горизонта событий в полюсах и пересекает экватор ($\theta = \pi/2$) по окружности, радиус которой, равный $2GM/c^2$, больше радиуса горизонта событий. На этой поверхности наблюдатель, который считает свое положение неизменным, должен перемещаться с местной скоростью света: подобно Алисе, он должен бежать так быстро, как он только сможет, чтобы остаться на том же самом месте! Свет, испущенный этим наблюдателем, должен для наблюдателя, находящегося на бесконечности, иметь бесконечно большое красное смещение.

Появление двух отдельных поверхностей в геометрии Керра приводит к неожиданным возможностям²². Эти возможности следуют из того факта, что в пространстве между этими двумя поверхностями, названном Уилером и Руффини²³ «эргосферой», координата t , которая времениподобна за пределами стационарного предела, становится пространственно-подобной.

Вследствие этого компонента 4-импульса в t -направлении, представляющая собой сохраняющуюся энергию для наблюдателя в бесконечности, становится в эргосфере пространственноподобной; в соответствии с этим указанная компонента может в этой области принимать отрицательные значения. Мы можем вообразить процесс, при котором некое тело входит в эргосферу из бесконечности и разделяется здесь, в эргосфере, на две части, причем одна часть, согласно суждению наблюдателя в бесконечности, имеет отрицательную энергию. При этом другая часть должна приобрести дополнительную энергию; избыток энергии должен быть таков, чтобы обеспечивалось сохранение энергии первоначального тела. Если часть с избытком энергии удаляется по геодезической в бесконечность, в то время как другая часть пересекает горизонт событий и скрывается в «черной дыре», то мы могли бы извлечь некоторое количество вращательной энергии «черной дыры» за счет уменьшения ее момента количества движения. То, что подобные процессы могут существовать, было впервые отмечено Пенроузом.

При рассмотрении энергии, которая может быть высвобождена посредством взаимодействия с «черными дырами», полезна теорема Хокинга²⁴, согласно которой *при взаимодействии с участием «черных дыр» полная площадь поверхностей гранич «черных дыр» никогда не может умень-*

иаться; в лучшем случае она остается неизменной (при стационарных условиях).

Площадь поверхности керровской «черной дыры» определяется соотношением

$$S = \frac{8\pi}{c^4} G^2 M [M + (M^2 - a^2)^{1/2}].$$

В силу теоремы Хокинга в процессе, при котором энергия извлекается из керровской «черной дыры», параметры M и a должны изменяться таким образом, что S увеличивается. Записав

$$M^2 = M_{\text{ir}}^2 + (J^2/4) M_{\text{ir}}^2,$$

где

$$M_{\text{ir}} = \frac{1}{2} \{ [M + (M^2 - a^2)^{1/2}]^2 + a^2 \}^{1/2}$$

и $J (= aM)$ — момент количества движения, Христодулу²⁵ показал, что условие Хокинга $\delta S \geq 0$ эквивалентно условию $\delta M_{\text{ir}} \geq 0$. В соответствии с этим мы можем рассматривать M_{ir} как несократимую массу керровской «черной дыры» — в том смысле, что никаким взаимодействием с «черной дырой» путем введения небольших количеств вещества внутрь ее мы не можем изменить величину M_{ir} . Поэтому вклад в M^2 члена $(J^2/4) M_{\text{ir}}^2$ представляет собой максимальную вращательную энергию, которая может быть высвобождена.

Другой пример, иллюстрирующий теорему Хокинга (и рассмотренный им самим), состоит в следующем. Вообразим две сферические (шварцшильдовские) «черные дыры», каждая с массой $M/2$, которые сливаются и образуют одну «черную дыру»; пусть образовавшаяся «черная дыра» также будет сферической с массой \mathfrak{M} . Тогда теорема Хокинга требует, чтобы

$$16\pi\mathfrak{M}^2 \geq 16\pi \cdot 2 \left(\frac{M}{2} \right)^2 = 8\pi M^2,$$

или $\mathfrak{M} \geq M \sqrt{2}$. Поэтому максимальная энергия, которая может быть высвобождена при слиянии «черных дыр», равна

$$M(1 - 1/\sqrt{2})c^2 = 0,293Mc^2.$$

На практике количество высвобожденной энергии может быть много меньше, но все равно ясно, что процессы рассмотренного типа открывают принципиальную возможность для высвобождения гораздо большей доли массы покоя, чем при ядерных процессах.

В связи с наблюдениями Вебера, о которых мы упоминали раньше, неоднократно предполагалось, что в центре Галактики существует крупная «черная дыра» с массой в пределах 10^4 — 10^8 солнечных масс (в частности — Линден-Белом и Бардином²⁶). Можно предположить, что такая «дыра» будет непрерывно «проглатывать» звезды и окружающее вещество. При поглощении каждой звезды или выпадающего на «дыру» вещества определенная доля массы-энергии должна излучаться в виде гравитационных волн. Мощные приливные силы, которые также способны действовать при указанных обстоятельствах, могут вызывать значительные сопутствующие эффекты, в частности электромагнитное излучение. В последнее время в этих направлениях активно выдвигаются различные гипотезы²⁷. Даже если все эти попытки объяснить события, зафиксированные Вебером (в частности, их частоту и поток энергии), потерпят неудачу, все же остается вопрос, не могут ли при определенных обстоятельствах

появляться «обнаженные» сингулярности, хотя согласно современной вере «сингулярности всегда будут оставаться скрытыми»?

Совершенно ясно, что любой из механизмов высвобождения энергии, описанных выше, является всего лишь простым предположением. Нынешняя ситуация кое в чем напоминает положение, сложившееся в 20-х годах, когда в качестве источника энергии звезд было предложено превращение водорода в гелий — при полном отсутствии точных данных о том, чем это явление может сопровождаться; только через несколько лет была построена цепь протекающих ядерных реакций. Возможно, что и нам придется подождать несколько лет.

При обсуждении различных возможностей, которые могут появляться в результате взаимодействия обычных тел с «черными дырами» или между «черными дырами», мы сегодня всерьез рассматриваем ситуации, которые всего несколько лет назад отбрасывались как приводящие к явному абсурду. Исследуя явления, связанные с горизонтами событий и невозможностью передавать через них информацию, я часто повторял про себя притчу о природе, которую слышал в Индии лет пятьдесят назад.

Притча эта называлась «Не потерялась, а просто исчезла» и повествовала о личинках стрекоз, живущих на дне пруда. Их постоянно мучила одна загадка: что происходит с ними, когда, став взрослыми, они поднимаются к поверхности пруда, проходят через нее и исчезают, чтобы больше никогда не вернуться? Каждая личинка, ставшая взрослой и готовящаяся подняться наверх, обязательно обещает вернуться и рассказать оставшимся внизу подругам о том, что же происходит наверху. Ведь только так удастся подтвердить или опровергнуть слухи, распространяемые лягушкой: будто бы личинка, пересекающая поверхность пруда и оказавшаяся по другую сторону привычного мира, превращается в удивительное существо с длинным стройным телом и сверкающими крыльями. Но, выйдя из воды, личинка превращается в стрекозу, которая, увы, уже не может проникнуть под поверхность пруда, сколько бы она ни пыталась и как бы долго ни парила над его зеркальной поверхностью. И в летописи, которую ведут личинки, нет записи о личинке, которая возвратилась бы и рассказала, что же происходит с теми, кто пересек границу их мира. И притча оканчивается плачем:

«Неужели ни одна из вас из жалости к тем, кого вы бросили внизу, не вернется и не раскроет тайну?»

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Lord Keynes, Newton Tercentenary Celebrations, Royal Society, 1947, p. 27.
2. A. S. Eddington, Background to Modern Science. Ed. J. Needham and W. Pagel, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1938, p. 140.
3. A. N. Whitehead, Science and the Modern World, N. Y., Macmillan, 1926, p. 43.
4. A. S. Eddington, Internal Constitution of the Stars, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1926, p. 173.
5. R. H. Fowler, Mon. Not. RAS 87, 114 (1926).
6. S. Chandrasekhar, Astrophys. J. 74, 81 (1931); Mon. Not. RAS 91, 456 (1931), Zs. Astrophys. 5, 321 (1932).
7. S. Chandrasekhar, Mon. Not. RAS 95, 207 (1935).
8. S. Chandrasekhar, Observatory 57, 373, 377 (1934).
9. A. S. Eddington, Observatory 58, 38 (1935).
10. S. Chandrasekhar, Mon. Not. RAS 95, 226, 237 (1935); Am. J. Phys. 37, 577 (1969).
11. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev. 55, 374 (1939).
12. B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, J. A. Wheeler, Gravitation Theory and Gravitational Collapse, Chicago, Univ. Chicago Press, 1965 (см. перевод: Дж. Уилер, Б. Гаррисон, К. Торн, М. Вакано, Теория гравитации и гравитационный коллапс, М., «Мир», 1968).

13. S. Chandrasekhar, сборник «Colloque International d'Astrophysique XIII», P., Hermann et Cie, 1941, p. 245.
 14. P. S. Laplace, Systeme du Monde, v. 5, ch. VI, см. ⁴, p. 6.
 15. J. R. Oppenheimer, H. Snyder, Phys. Rev. 56, 455 (1939).
 16. S. W. Hawking, R. Penrose, Proc. Roy. Soc. A134, 529 (1970).
 17. R. H. Price, Phys. Rev. (в печати).
 18. R. Penrose, Nuovo Cimento 1, 252 (1969).
 19. R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett. 11, 237 (1963).
 20. R. H. Boyer, R. W. Lundquist, J. Math. Phys. 8, 265 (1967).
 21. B. Carter, Phys. Rev., Lett. 26, 331 (1971).
 22. S. Chandrasekhar, J. Friedman, Astrophys. J. (в печати).
 23. R. Ruffini, J. A. Wheeler, The Significance of Space Research for Fundamental Physics, ESRO, Paris, 1971.
 24. S. W. Hawking, Comm. Math. Phys. 25, 152 (1972).
 25. D. Christodoulou, Phys. Rev. Lett. 25, 1596 (1970).
 26. D. Lynden-Bell, Nature 223, 690 (1969); J. Bardeen, Nature, 226, 64 (1970).
 27. C. W. Misner, Phys. Rev. Lett. 28, 994 (1972); R. Penrose, Nature 236, 377 (1972).
-