

работа по расчету теплопроводности принадлежит Коксу, Стюарту и Айлерсу (1965). Расчеты изменения структуры звезд главной последовательности за счет увеличения непрозрачности из-за поглощения в линиях проделали Имшенник, Надежин и Пинаев (1966).

## § 2. Высокие температуры

Для релятивистской астрофизики представляют интерес более высокие температуры, которые, с одной стороны, приводят к неустойчивости звезды и, с другой стороны, сами появляются в катастрофических периодах эволюции звезд. Ранний дозвездный период эволюции Вселенной также предположительно характеризуется весьма высокими температурами.

В области высокой температуры наиболее характерным является рождение частиц. Прежде всего речь идет о рождении квантов электромагнитного излучения. При температуре, приближающейся к  $m_e c^2/k \approx 6 \cdot 10^9$ , становится существенным рождение электронно-позитронных пар. При еще более высоких температурах возможно и рождение других, более тяжелых нейтральных ( $\pi^0$ ,  $k^0$ ,  $\bar{k}^0$ ) и заряженных ( $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $k^\pm$ ) элементарных частиц, вплоть до нуклон-антинуклонных пар ( $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$ ), а также частиц, которые можно рассматривать как возбужденные состояния нуклонов («странные» частицы  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ , ..., резонансы  $\Delta$ ,  $\Sigma^*$ , ...). Ясно, что в этой области очень больших плотностей сильно взаимодействующих частиц количественные предсказания весьма неопределенны; неизвестен даже полный список частиц или состояний, которые нужно рассматривать.

Особо стоит вопрос о равновесном содержании нейтрино и антинейтрино. Как показали эксперименты последних лет, есть два сорта нейтрино и два сорта антинейтрино — так называемые электронные  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  и мюонные  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ . Так как масса покоя этих частиц равна нулю, то равновесное содержание и соответствующая плотность энергии и давление весьма близки к тем же величинам для квантов (электромагнитного излучения). Система, состоящая из определенного числа различных частиц, может превратиться в систему того же состава плюс любое число квантов. Однако нельзя таким же способом без изменения состава остальной системы создать только нейтрино или антинейтрино. Беспрепятственно с точки зрения законов сохранения могут возникать или исчезать только пары  $\nu_e + \bar{\nu}_e$  или  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ . Наконец, по современным взглядам нейтрино являются спиральными частицами: это значит, что при данном направлении импульса момент нейтрино может быть только антипараллелен импульсу (момент антинейтрино соответственно только параллелен импульсу). Поэтому энергия, давление и число нейтрино антинейтринных пар вдвое меньше, чем те же

величины для ультрарелятивистских электронно-позитронных пар в полном термодинамическом равновесии, при  $kT > m_e c^2$ .

Подчеркнем еще раз различия между квантами и нейтрино: кванты полностью нейтральны, нейтрино же являются нейтральными лишь в смысле электрического и барионного зарядов. Однако существуют понятия лептонных зарядов (электронного и мюонного), которым соответствуют два закона сохранения:

$$L_e n(e^-) + n(\nu_e) - n(e^+) - n(\bar{\nu}_e) = \text{const},$$

$$L_\mu n(\mu^-) + n(\nu_\mu) - n(\mu^+) - n(\bar{\nu}_\mu) = \text{const}.$$

Однако главная особенность нейтрино заключается в их малом взаимодействии со всеми другими частицами (а также и между собой). Поэтому нужны очень специальные условия, чтобы поддерживалось термодинамическое равновесие между нейтрино и другими частицами. Эти условия реализуются только в неограниченно протяженном однородном веществе, в горячей модели Вселенной. В этом случае большая длина пробега нейтрино в пространстве не играет роли, на смену нейтрино, ушедшим из данного объема, приходит равное число нейтрино из соседних объемов. На ранних стадиях космологического расширения, когда температура выше  $2 \div 3 \cdot 10^{10}$  °К для  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  (или  $\sim 10^{11}$  °К для  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ), скорость установления равновесия достаточно велика по сравнению со скоростью изменения плотности и других величин. В этой ситуации мы действительно имеем дело с полным термодинамическим равновесием всех частиц, включая и нейтрино.

В ходе эволюции звезды и даже в начале катастрофических процессов сжатия или взрыва звезды, характерное время вылета нейтрино из звезды весьма мало по сравнению со всеми другими временами. Поэтому мгновенная концентрация нейтрино в каждый момент пренебрежимо мала по сравнению с равновесной концентрацией или по сравнению с концентрацией квантов.

Следовательно, применительно к состоянию вещества в звезде в действительности, как правило, следует рассматривать состояние неполного равновесия, без нейтрино \*). Такие процессы, как рождение и аннигиляция пар  $e^+ + e^- \rightleftharpoons 2\gamma$ , рождение и поглощение квантов  $e + Z \rightleftharpoons e + Z + \gamma$  ( $Z$  — ядро) идут быстро, поэтому в звезде всегда имеется полное локальное равновесие между тепловым движением ядер и электронов, между квантами и позитронами.

Рождение  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , которые тут же вылетают из звезды, надо рассматривать как фактор, вызывающий эволюцию звезды, отдачу тепла и уменьшение энергии. Есть принципиальное различие между рождением пар  $e^+, e^-$  и рождением пар  $\nu, \bar{\nu}$ .

\*) См. по этому поводу работу Цуруты и Камерона (1965) и Имшенника, Надежина, Пинаева (1966). Более подробна работа Имшенника и Четчинина (1970), которую мы обсудим в § 3.

И тот, и другой процессы сопровождаются затратой энергии и понижением давления (по сравнению с тем, которое было бы без рождения этих пар). Однако  $e^+$ ,  $e^-$  не выходят из системы. В равновесии при данной  $T$  и  $\rho$  они рождаются и аннигилируют с одинаковой скоростью. Поэтому они не расходуют энергию. Пары  $e^-$ ,  $e^+$  — это однократный вклад, а не постоянный расход вроде ежедневной покупки пищи. Если в ходе сжатия рождаются  $e^+$ ,  $e^-$ , то при расширении они снова исчезают, отдавая свою энергию в общий запас.

С учетом пар  $e^+$ ,  $e^-$  меняется конкретный вид функции  $E(T, \rho)$ ,  $S(T, \rho)$  или  $P(\rho, S)$ , но сохраняется уравнение  $\frac{dS}{dt} = 0$ .

Рождение  $\nu\bar{\nu}$ , безвозвратно уходящих из системы, приводит к тому, что  $\frac{dS}{dt} = -\omega(T, \rho) \neq 0$  (расчету  $\omega$  посвящен ряд работ; см. ниже).

В заключение следует указать, что в некоторых катастрофических событиях типа взрывов сверхновых,  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  не могут покинуть систему; это было показано Арнеттом (1968). Уходу нейтрино препятствует не только короткая временная шкала взрыва, но и, что более важно, очень высокие значения плотности материи, электронной температуры и энергии нейтрино \*).

Как показали расчеты Арнетта, во время образования нейтронной звезды, когда масса порядка солнечной достигает плотности  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и температуры  $T \sim 10^{11}$  °К (так что радиус звезды  $R \sim 10^6$  см) скорости ухода  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  малы, внутри звезды достигается равновесие, которое включает равновесные  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ . В равновесии числа  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  связаны значением лептонного заряда,  $L_e = \nu_e - \bar{\nu}_e = e^- - e^+ = (e^- - e^+)_0$ .

При  $T \gtrsim 10^{11}$  °К  $\approx 10$  Мэв существенны мюонные нейтрино. Скорость их рождения мала: в первом порядке процесс рождения  $\nu_\mu$  необходимо связан с рождением  $\mu^+$  или исчезновением  $\mu^-$ . Поэтому в скоростях всех процессов, включающих  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  есть коэффициент  $e^{-m_\mu c^2/kT}$ . Но мюонные нейтрино могут легко уходить из нейтронной звезды, так что они являются наиболее важным фактором охлаждения.

Вслед за электронными и мюонными нейтрино следует рассмотреть рождение и уход гравитонов. Скорость рождения гравитонов еще меньше, чем пар мюонных нейтрино, соответственно их рассеяние и поглощение в веществе также мало, и они легко уходят. На сегодня нам не известен какой-либо астрономический объект или процесс, наблюдаемый или теоретически предсказанный, в котором было бы важно излучение высокочастотных гравитонов.

\*) Сечение рассеяния нейтрино пропорционально  $E_*^2$ , где  $E_*$  — энергия в системе центра масс. Если энергия нейтрино в лабораторной системе  $E$  и температура электронов  $T$  велики,  $E > mc^2$ ,  $kT > mc^2$ , то  $\sigma \sim \langle E_*^2 \rangle \sim EkT$ .