

нейтронов и протонов, заканчивающиеся образованием ${}^4\text{He}$. Синтез более тяжёлых элементов не происходит, т. к. ядро ${}^4\text{He}$ не присоединяет к себе нейтроны и др. имеющиеся частицы. В результате почти все нейтроны войдут в состав ядер ${}^4\text{He}$, что даст относительно содержание ${}^4\text{He}$ по массе ок. 25% от массы всего вещества. Оставшиеся протоны составляют по массе ок. 75%. Примесь др. элементов пренебрежимо мала. Вещество с таким составом позже образует небесные тела, в частности звёзды первого поколения (см. *Эволюция звёзд*).

После первых пяти минут все ядерные реакции во Вселенной прекращаются. Вещество продолжает расширяться и остывать. В эту эпоху длина свободного пробега фотонов очень мала, т. к. плазма для них непрозрачна. Давление РИ препятствует образованию к. л. изолированных объектов под действием сил тяготения.

Спустя примерно 300 тыс. лет плазма остывает до $T \approx 4000$ К, электроны объединяются с протонами и плазма превращается в нейтральный газ. Этот газ прозрачен для реликтовых фотонов, давление РИ не влияет на состояние газа. С этого момента под действием гравитац. сил в веществе начинается рост отдельных уплотнений (см. *Гравитационная неустойчивость*), из к-рых затем образуются небесные тела — формируется структура Вселенной (см. *Космология, Крупномасштабная структура Вселенной*).

Совр. теория предполагает, что наряду с открытыми частицами в формировании структуры Вселенной мог участвовать и ряд гипотетических пока частиц. Они, вероятно, сегодня также должны присутствовать во Вселенной как и реликтовые фотоны и нейтрино. Прямое обнаружение таких частиц пока невозможно, т. к. они крайне слабо взаимодействуют с обычным веществом и могут проявлять себя только через тяготение (см. *Скрытая масса*).

Важные, пока ещё не совсем ясные процессы протекали вблизи сингулярного состояния материи в самом начале расширения (при плотностях, близких к т. н. планковской плотности $\sim 10^{94}$ г/см 3). Здесь при очень больших энергиях частиц объединялись, по-видимому, все виды физических взаимодействий (см. *Великое объединение*), квантовые процессы были существенны в масштабах всей Вселенной. В ходе расширения могли происходить фазовые превращения материи, связанные с расщеплением единого взаимодействия на отдельные составляющие (см. *Раздвигаяющаяся Вселенная*). Т. о., в Г. В. т. есть ещё много нерешённых проблем, гл. обр. относящихся к начальным стадиям расширения и к образованию небесных тел. Тем не менее, осн. положения теории, описанные выше, надёжно установлены и подтверждены наблюдениями.

Лит.: Зельдович Я. В., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Пиблс П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; его же, За рубежом первых трех минут, «УФН», 1981, т. 134, с. 333 И. Д. Новиков.

ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ (горячие дырки) — подвижные носители заряда в полупроводнике или металле, энергетич. распределение к-рых смещено относительно равновесного при данной темп-ре T в сторону больших энергий (рис. 1). Носители заряда становятся «горячими», напр., при протекании электрич. тока под действием достаточно сильного пост. или перем. электрич. поля: при этом поле ускоряет большее число носителей, чем тормозит, в результате чего всей электронной системе в целом сообщается дополнит. энергия. Рост энергии электронов ограничен передачей энергии Г. э. фононам при рассеянии электронов на них (см. *Рассеяние носителей заряда*). При каждом значении энергии \mathcal{E} уменьшение в единицу времени числа $n(\mathcal{E})$ электронов с энергиями, меньшими \mathcal{E} , под действием ускоряющего электрич. поля компенсируется (в стационарных условиях) таким же увеличением $n(\mathcal{E})$ под

действием рассеяния электронов на фононах. Это равенство определяет вид ф-ции распределения Г. э. по энергиям.

Степень «разогрева» Г. э. характеризуется увеличением их ср. энергии $\langle \mathcal{E} \rangle$ по сравнению с равновесным значением (равным для невырожденного электронного

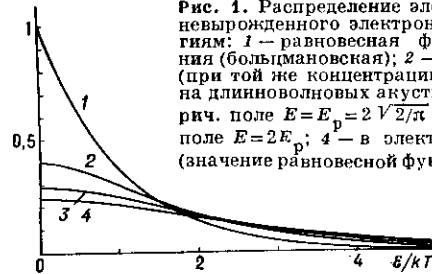


Рис. 1. Распределение электронов (в случае невырожденного электронного газа) по энергиям: 1 — равновесная функция распределения (больцмановская); 2 — распределение Г. э. (при той же концентрации) при рассеянии их на длинноволновых акустич. фононах в электрич. поле $E = E_p = 2\sqrt{2}/\pi s/\mu$; 3 — в электрич. поле $E = 2E_p$; 4 — в электрич. поле $E = 3E_p$ (значение равновесной функции распределения при $\mathcal{E}/kT = 0$ принято равным 1).

газа ${}^{3/2}kT$). Оно зависит от напряжённости пост. электрич. поля E (или амплитудного значения при перем. поле), подвижности носителей заряда μ и скорости передачи энергии фононам. Эта скорость характеризуется временем τ_e релаксации энергии (за время τ_e Г. э. «остывают» после выключения электрич. поля). Время τ_e определяет также инерционность процесса разогрева Г. э. в перем. электрич. поле. По порядку величины увеличение энергии равно:

$$\langle \mathcal{E} \rangle - {}^{3/2}kT \sim e\mu\tau_e E^2, \quad (1)$$

где e — заряд электрона. Характерная напряжённость E_p поля, при к-рой эффекты разогрева становятся значительными (ср. энергия $\langle \mathcal{E} \rangle$ увеличивается примерно на kT), равна:

$$E_p = [(kT/e)\mu\tau_e]^{1/2}. \quad (2)$$

При темп-рах порядка *Дебая температуры* θ_D и выше ($T \gg \theta_D$), когда значительно рассеяние носителей заряда на фононах с энергией порядка $k\theta_D$ (в частности, на оптич. фононах), время релаксации в типичных полупроводниках $\tau_e \ll 10^{-11}$ с, а характерное поле $E_p \sim 10^3$ В/см. Если же $T \ll \theta_D$ и энергии носителей малы по сравнению с $k\theta_D$, то носители заряда не могут ни поглощать, ни испускать оптич. фононы и рассеивают энергию только на длинноволновых акустич. фононах. Из законов сохранения энергии и *квазиимпульса* следует, что изменение энергии \mathcal{E} носителя заряда в одном акте рассеяния (равное энергии фонона частоты Ω): $\hbar\Omega \ll \sqrt{8m^*s^2\mathcal{E}}$, где m^* — эффективная масса электрона, s — скорость звука. В типичных случаях $8m^*s^2/k \sim 1$ К и, следовательно, $m^*s^2 \ll \mathcal{E}$, так что относит. изменение энергии носителя заряда при рассеянии очень мало. Если к тому же $\hbar\Omega \ll kT$, то вероятность испускания фонона и уменьшения энергии носителя лишь незначительно превосходит вероятность поглощения фонона, при к-ром энергия носителя увеличивается. В этом случае изменение энергии носит диффузионный характер: носитель заряда то испускает, то поглощает фононы. Малое относит. изменение энергии носителя при каждом соударении и малое превышение вероятности испускания фонона над вероятностью его поглощения, т. н. эффекты малой неупругости столкновений с акустич. фононами, приводят к тому, что энергия носителей эффективно рассеивается лишь за большое число столкновений. В результате $\tau_e \sim (kT/m^*s^2)\tau_p$, где τ_p — время между столкновениями носителей заряда с фононами; подвижность $\mu = e\tau_p/m^*$. Время τ_e достигает $3 \cdot 10^{-7}$ с в InSb n -типа при темп-ре 4–6 К; характерное электрич. поле в этом случае $E_p \approx 0,1$ В/см.

Электронная температура. Если при низких темп-рах ($T \ll \theta_D$) частота межэлектронных соударений (τ_{ee}^{-1}), эффективно перераспределяющих энергию между Г. э.,