



Рис. 3. Двух- и трёхслойная модели Урана с различной степенью смешения Г-, Л- и ТК-компонент. Обозначения те же, что и на рис. 2.

наблюдаемым значениям массы, радиуса и зональных гармоник гравитационного поля планет. Из-за относительно большой угл. скорости вращения ω в ур-нии (1) входит дополнит. член $(2/3)\omega^2 r \rho(r)$, а вследствие довольно высоких темп-р ($\geq 10^3$ K) в недрах планет в ур-нии (3) учитывают температурные поправки $\rho_i = \rho_i(P, T)$. Простейшие модели (двухслойные) состоят из наружной оболочки (Г + Л) и ядра (ТКЛ). Однако наблюдениям лучше удовлетворяют многослойные модели (см., напр., рис. 2). В оболочках Юпитера и Сатурна происходит переход молекулярного водорода в металлический. Давление перехода $\approx 3 \cdot 10^8$ бар и слабо зависит от темп-ры. При переходе к твёрдой фазе плотность скачкообразно увеличивается на $\approx 10\%$. В расплавл. состоянии (в жидкой фазе) переход происходит непрерывным образом. Расчёты моделей показали, что Уран (рис. 3) и Нептун, в отличие от Юпитера и Сатурна, обладают сильноперемешанными оболочками. Эти планеты имеют маленькие ТК-ядра (0,3—1% от полной массы планеты), массивные ледяные мантии с добавкой ТК-компоненты (с относит. содержанием, близким к солнечному) и наружные оболочки из Г- и Л-компонент. Построенные модели выявили след. тенденции в ряду планет-гигантов: при переходе от Юпитера к Нептуну содержание свободного водорода систематически убывает, а концентрация Л-компоненты в наружных оболочках растёт. Это может быть связано с различиями во временах формирования планет-гигантов и диссипацией газа из протопланетного облака.

Широкое распространение получает численное моделирование динамических (2- и 3-мерных) и эволюционных (1—2-мерных) моделей внутр. строения планет. Исследуются структура и интенсивность конвективных течений, вызванных разл. источниками тепла, влияние фазовых переходов и хим. превращений. Для планет земной группы предложены модели дифференциации и фракционирования внутр. оболочек, основанные на ур-ниях баланса потоков вещества с привлечением изотопных данных.

Лит.: Жарков В. Н., Трубицын В. П., Физика планетных недр, М., 1980; Хаббард У., Внутреннее строение планет, пер. с англ., М., 1987; Планетная космогония и науки о Земле. Сб., под ред. В. А. Магницкого, М., 1989.

А. В. Витязев, В. В. Леонтьев.

ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА — раздел матем. статистики, в к-ром рассматривают задачи оптимального планирования экспериментов. Наиб. изучена след. схема П. э. Измеряется ф-ция $\varphi(x, \theta)$, где θ — вектор неизвестных или известных параметров, x — вектор переменных (факторов), к-рые контролируются экспериментатором. Совокупность значений вектора x , при к-рых проводятся измерения ф-ции $\varphi(x, \theta)$,

наз. планом эксперимента. В связи с планированием выделяют след. типы экспериментов: экстремальный эксперимент, определяющий значения факторов x , при к-рых ф-ция $\varphi(x, \theta)$ (ф-ция отклика) принимает экстремальные значения; эксперимент по проверке справедливости заданной статистической гипотезы — ф-ции $\varphi(x, \theta)$ (дискриминирующий эксперимент); отсеивающий эксперимент, задача к-рого заключается в выделении значимых факторов; имитационный эксперимент, моделирующий изучаемое явление на ЭВМ. В зависимости от типа эксперимента конструируются критерии оптимальности плана эксперимента. Решение соответствующей экстремальной задачи даёт оптимальный план данного эксперимента. Напр., если предполагается справедливой линейная модель эксперимента

$$Y_n = \varphi(x_n, \theta) + \varepsilon_n \equiv \sum_{i=1}^l a_i \varphi_i(x_n) + \varepsilon_n,$$

где $\varphi_i(x)$ — заданные ф-ции, ε_n — ошибки измерения, a_i — неизвестные параметры, то D -оптимальным планом наз. набор $x_n, n = 1, \dots, N$, минимизирующий определитель матрицы ошибок параметров a_i .

Лит.: Налимов В. В., Чернова Н. А., Статистические методы планирования экстремальных экспериментов, М., 1965; Налимов В. В., Теория эксперимента, М., 1971; Федоров В. В., Теория оптимального эксперимента, М., 1971; Математическая теория планирования эксперимента, М., 1983.

В. П. Жигунов, С. В. Клименко.

ПЛАНКА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ (формула Планка) — закон распределения энергии в спектре излучения равновесного при определённой темп-ре T . Был впервые выведен М. Планком (M. Planck) в 1900 на основе гипотезы квантования энергии вещества. Планк моделировал вещество совокупностью гармонич. осцилляторов различной частоты ν — резонаторов, испускающих и поглощающих излучение соответствующей частоты. Он предположил, что энергия вещества распределяется по резонаторам каждой частоты ν в виде дискретных порций $h\nu$ — квантов энергии (h — Планка постоянная). В 1916 А. Эйнштейн (A. Einstein) вывел П. з. и путём рассмотрения квантовых переходов для атомов, находящихся в равновесии с излучением. П. з. и. является частным случаем распределения Бозе — Эйнштейна (см. Бозе — Эйнштейна статистика).

П. з. и. даёт спектральную зависимость (зависимость от частоты ν или длины волны $\lambda = c/\nu$) объёмной плотности излучения (энергии излучения в единице объёма) и пропорциональной ей испускат. способности абсолютно чёрного тела $\epsilon = cu/4$ (энергии излучения, испускаемой единицей его поверхности за единицу времени). Ф-ции $u_{\nu,T}$ и $\epsilon_{\nu,T}$ (или $u_{\lambda,T}$ и $\epsilon_{\lambda,T}$), отнесённые к ед. интервала частот (или длины волн), являются универсальными ф-циями от ν (или λ) и T , не зависящими от природы вещества, с к-рым излучение находится в равновесии.

П. з. и. выражается ф-лой

$$u_{\nu,T} = \frac{4}{c} \epsilon_{\nu,T} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

или

$$u_{\lambda,T} = \frac{4}{c} \epsilon_{\lambda,T} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (*)$$

Максимум ф-ции (*) с ростом T смещается в сторону малых λ .

Из П. з. и. вытекают др. законы равновесного излучения. Интегрирование по ν (или λ) от 0 до ∞ даёт значения полной объёмной плотности излучения всех частот — Стефана — Больцмана закон излучения: