

антипекса (вековой П.). Вековые П. применяются для изучения структуры и динамики Галактики.

Для многих космич. объектов при определении расстояний используют не принцип перемещения наблюдателя в пространстве, а др. физ. закономерности. Большое распространение получили т. н. фотометрич. способы определения П. (фотометрич. П.). Если M — абс. звёздная величина объекта, m — его видимая звёздная величина, то П.

$$p = 10^{0,2M-m-1}$$

Разность $m - M$ наз. модулем расстояния и может быть определена для большого класса объектов различными косм. методами. Наиб. развитие получили такие разновидности фотометрич. П., как спектральные П. и цефеидные П.

Спектральные П. основаны на том, что для некоторых звёзд определены спектральные классы отношения интенсивностей ряда пар линий [напр., K/H_γ , K/H_δ (K — линия CaI 3934 Å), HeI 4200 Å/CaI 4227 Å и др.] находятся в чёткой статистич. зависимости от светимости звезды. Измерив отношение интенсивностей таких пар линий, можно определить модуль расстояния и П. звезды по калибровочной кривой, полученной для звёзд с известными тригонометрич. П. Таким методом измерены расстояния до >60 000 звёзд.

Цефеидные П. определяются для нек-рых типов переменных звёзд, у к-рых обнаружена статистич. зависимость период — светимость. Зная тип переменности и период изменения блеска, можно найти модуль расстояния и тем самым П. или расстояние до области неба, где находится эта переменная звезда. Таким методом удалось расширить возможности определения расстояний до 3 Мпк.

Существует ряд способов определения П. для нек-рых сравнительно редких объектов Вселенной. По оценкам светимости новых звёзд в максимуме блеска удаётся определять расстояния до 10 Мпк, интегральные абс. звёздные величины шаровых скоплений позволяют измерять расстояния до 25 Мпк, абс. звёздные величины сверхновых в максимуме блеска — до 100 Мпк (подробнее см. *Расстояний шкала*). Для ещё больших расстояний используется статистически установленная связь красного смещения линий в спектрах удалённых галактик с их расстояниями:

$$r = c\Delta\lambda/\lambda H,$$

где $\Delta\lambda$ — смещение линии с длиной волны λ в красную часть спектра, а H — Хаббла постоянная, принятая равной (50—100) км·с⁻¹·Мпк⁻¹.

Лит. см. при ст. *Расстояний шкала*. Ю. И. Прохан.
ПАРАЛЛЕЛОГРАММ СИЛ (греч. *parallelogrammon*, от *parallēlos* — параллельный и *gōmma* — линия) — геом. построение, выражающее закон сложения сил: вектор, изображающий силу, равную геом. сумме двух сил, является диагональю параллелограмма, построенного на этих силах как на его сторонах. Для двух сил, приложенных к телу в одной точке, сила, найденная построением П. с., является одновременно равнодействующей данных сил (закон П. с.).

ПАРАМАГНЕТИЗМ — свойство веществ (*парамагнетиков*) намагничиваться в направлении внеш. магн. поля. Приставка «пара» (греч. «возле», «рядом») указывает на слабость эффекта по сравнению с *ферромагнетизмом*. Кроме того, в отличие от ферро-, ферри- и антиферромагнетизма, П. не связан с магнитной атомной структурой, и в отсутствие внеш. магн. поля намагниченность парамагнетика равна нулю.

П. обусловлен в основном ориентацией под действием внеш. магн. поля собств. магн. моментов μ частиц парамагн. вещества (атомов, ионов, молекул). Природа этих моментов может быть связана с орбитальным движением электронов, их спином, а также (в меньшей степени) со спином атомных ядер. При $\mu H \ll kT$, где T — абс. темп-ра, намагниченность парамагнетика

M пропорциональна внеш. полю: $M = \chi H$, где χ — магнитная восприимчивость. В отличие от диамагнетизма, для к-рого $\chi < 0$, при П. восприимчивость положительна; её типичная величина при комнатной темп-ре ($T \approx 293$ K) составляет 10^{-7} — 10^{-4} .

П. свободных атомов и ионов определяется в основном полным моментом импульса электронной оболочки, характеризующимся квантовым числом J . В магн. поле H осн. уровень энергии атома расщепляется на $2J + 1$ магн. подуровней, разделённых одинаковыми интервалами $\mu_B g_J H$, где μ_B — магнетон Бора и g_J — Ланде множитель (см. *Зеемана эффект*). Каждому подуровню соответствует квантованное значение проекции μ_H магн. момента атома на направление H : $\mu_H = g_J \mu_B m_J$, где $m_J = J, J - 1, \dots, -J$. При термодинамич. равновесии, согласно *Больцмана распределению*, преим. заселяются ниж. подуровни с макс. значениями μ_H . В направлении H образуется результирующий магн. момент, равный

$$M = N g_J \mu_B J B_J(a), \quad (1)$$

где N — число магн. атомов, $a = g_J \mu_B J H / kT$, ф-ция

$$B_J(a) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \frac{2J+1}{2J} a - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \frac{a}{2J} \quad (2)$$

является ф-цией Бриллюэна (см. *Ланжевена функция*). При $a \ll 1$ (слабые поля, высокие темп-ры) ф-ла (1) принимает вид

$$M = N \mu_0^2 H / 3kT, \quad (3)$$

где $\mu_0 = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)}$ — эффективный магн. момент атома. Отсюда вытекает *Кюри закон* для парамагн. восприимчивости:

$$\chi = C/T, \quad (4)$$

где $C = N \mu_0^2 / 3k$ — постоянная Кюри.

При $a \gg 1$ (сильные поля, низкие темп-ры) из (1), (2) следует: $M = N J g_J \mu_B$, т. е. достигается магн. насыщение (все микроскопич. моменты ориентированы в направлении H). В классич. пределе ($J \rightarrow \infty$) ф-ция $B_J(a)$ переходит в ф-цию Ланжевена $L(a') = \operatorname{cth} a' - 1/a'$, где $a' = \mu_0 H / kT$, а μ_0 — классич. магн. момент частицы. Именно в этих терминах П. Ланжевеном (P. Langevin, 1906) была построена первая теория П. Типичная зависимость M от H/T для парамагн. соли, в к-рой П. обусловлен ионами Gd^{3+} ($J = 7/2$, $g_J = 2$), показана на рис. 1.

Ф-лы (1) — (4) справедливы для осн. состояния атома с заданным J . Влияние вышележащих уровней приводит к двум поправкам. Во-первых, если возбуждённые уровни достаточно заселены, т. е. соответствующие энергетич. интервалы $\Delta \mathcal{E} \lesssim kT$, то состояния с другими J дают непосредств. вклад в χ . Во-вторых, смесь вышележащего квантового состояния приводит к появлению наведённого поля магн. момента атома $\mu' = \alpha H$, вносящего в восприимчивость не зависящую от темп-ры добавку $N\alpha$. Она растёт с уменьшением $\Delta \mathcal{E}$ и в нек-рых случаях (напр., для Sm^{3+} и особенно для Eu^{3+} , у к-рого ниж. уровень не магнитный $J = 0$) даёт осн. вклад в П. (см. *Ванфлековский парамагнетизм*).

П. твёрдых диэлектриков. В твёрдых непроводящих парамагнетиках обычно носителями магн. моментов являются частицы с недостроенными электронными оболочками, прежде всего ионы переходных металлов групп

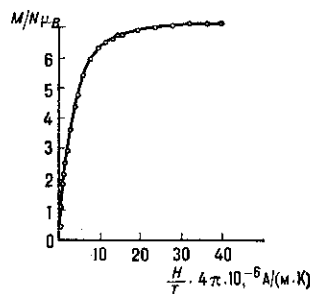


Рис. 1. Зависимость намагниченности M от H/T для сульфата гадолиния.