му реголиту (см. *Луна*); причиной низкого альбедо может быть обогащённость реголита железом и титаном. Радиоастр. и поляризац. исследования также указывают на сходство микроструктуры поверхностей М. и Луны.

Кол-во солнечной энергии, получаемой М. в перигелии, примерно вдвое больше, чем в афелии, и в среднем в 10 раз больше, чем на Земле ($\approx$14 кВт/м^2). С большой длительностью дня и ночи связано резкое различие темп-р на тёмной и освещённой сторонах планеты, а низкое альбедо способствует сильному нагреванию поверхности в течение дня. На ср. расстоянии от Солнца *яркостная температура* в ИК-диапазоне в подсолнечной точке соответствует излучению абсолютно чёрного тела при темп-ре 613 К (см. *Планка закон излучения*). Темп-ра поверхности на ночной стороне (111 $\pm$ 3) К. Теплофиз. поведение наружного покрова М. свидетельствует о его чрезвычайно низкой теплопроводности. Темп-ра на глубинах в десятки см, о к-рой можно судить по радиоизлучению М., не обнаруживает заметных изменений. По результатам радиолокац. исследований (измерение диэлектрич. проницаемости) плотность поверхностного слоя оценена в 1500 $\pm$ $\pm$ 400 кг/м^3.

При трёх последоват. пролётах около планеты космич. аппарата (КА) «Маринер-10» (США) получены фототелевизионные изображения примерно $^1/_3$ поверхности М. Обилие кратеров ударного происхождения — наиб. характерная черта отснятых районов. Морфология кратеров, их плотность и распределение по размерам близки к лунным, степень эрозии и сглаживания невелика, о чём свидетельствуют сохранившиеся лучевые структуры. В целом кратеры на М. менее глубокие, чем лунные, что, видимо, связано с бо́льшим значением силы тяжести на М. и более эфф. заполнением кратера материалом, выбрасываемым при ударе метеорита. На поверхности хорошо сохранились как самые древние, так и более поздние структуры, видны эскарпы, простирающиеся на расстояния в сотни км, что интерпретируется как указание на эволюцию планеты в ходе гравитац. дифференциации и последующего сжатия при остывании массивного железоникелевого ядра.

Атмосфера у М. по существу отсутствует. Давление газов у поверхности оценено по результатам радиопросвечивания и данным УФ-измерений с космич. аппарата, оно оказалось равным 0,2 нПа (плотность менее 0,01 нг/м^3). Обнаружен He с парциальным давлением 0,02 нПа, установлены верх. пределы содержания H, CO_2, C, O, Ne, Ar, Xe. В создании и поддержании атмосферы М. определяющую роль играет, очевидно, *солнечный ветер*, являющийся поставщиком протонов, α-частиц и более тяжёлых ядер.

У М. обнаружено заметное магн. поле с напряжённостью на поверхности у экватора $\approx$ 0,28 А/м. Напряжённость магн. поля у полюсов вдвое выше. Ось магн. диполя планеты наклонена к оси вращения М. на угол $\approx$ 12°. М. обладает магнитосферой, к-рая сильно поджата к планете (см. *Магнитосферы планет*).

М. Я. Маров.

МЁРМИНА — ВА́ГНЕРА ТЕОРЕ́МА — утверждает невозможность ферро- или антиферромагн. упорядочения в одно- и двумерной решётке спинов $\boldsymbol{S}$, описываемой изотропной *Гейзенберга моделью*, при темп-рах $T \neq 0$ [1]. Разумеется, М.— В. т. не исключает магн. упорядочения в реальных квазиодно- и двумерных системах (в силу их конечности, а также анизотропии), где условия теоремы, как правило, не выполняются. В частности, магн. упорядочение возникает в решётках, соответствующих двумерной *Изинга модели*.

Утверждения, аналогичные М.— В. т., справедливы также для спонтанного *параметра порядка* в др. низкоразмерных системах, в частности для явлений сверхпроводимости и сверхтекучести [2].

Доказательство М.— В. т. основано на неравенстве Боголюбова для статистич. средних. Подстановка в него Фурье-компонент операторов спиновой плотности и гамильтониана Гейзенберга даёт для двумерной решётки спинов

$$m_z^2 < \frac{2\pi\rho}{\mathbf{k}_0^2} \cdot \frac{\omega}{hT} \cdot \frac{S(S+1)}{\ln(1+\omega/|hm_z|)}\,, \qquad (1)$$

для одномерной решётки спинов

$$|m_z|^3 < |h|\,\omega \left[\frac{S(S+1)}{2hT\,\mathrm{arctg}[(\omega/|hm_z|)]^{1/2}}\right]^2. \qquad (2)$$

В ф-лах (1) и (2) h — внеш. магн. поле, m_z — намагниченность (для случая антиферромагнетика — намагниченность *магнитной подрешётки*), $\mathbf{k}_0$— граничный вектор *Бриллюэна зоны*, ρ^{-1} — объём, приходящийся на один спин, и $\omega = \mathbf{k}_0^2 S(S+1)\sum_{\boldsymbol{R}} \boldsymbol{R}^2|J(\boldsymbol{R})|$ [конечность ω, т. е. достаточно быстрое спадание обменного взаимодействия $J(\boldsymbol{R})$ с расстоянием $\boldsymbol{R}$, является условием теоремы].

Из (1) и (2) следует, что при $h \to 0$ намагниченность исчезает. Физически этот результат связан с сильным развитием для низкоразмерных систем ДВ-флуктуаций, разрушающих дальний порядок (ср. квадратичная флуктуация $\delta m_z^2 \to \infty$).

М.—В. т. запрещается возникновение спонтанной намагниченности, но не др. фазовые переходы. В частности, состояние с $m_z = 0$, но с восприимчивостью $(\partial m_z/\partial h)_T \to \infty$ при $h \to 0$ не противоречит (1) и (2). Такой переход, связанный с изменением асимптотики корреляц. ф-ций, действительно имеет место для двумерных систем при нек-рой темп-ре T_s. Для одномерных систем фазовые переходы отсутствуют вплоть до $T = 0$.

Лит.: 1) Mermin N., Wagner H., Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic Heisenberg models, «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 17, p. 1133 (рус. пер. в кн.: Маттис Д., Теория магнетизма, М., 1967, с. 399—403); 2) Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982, с. 177—182.

Ю. П. Ирхин, В. Ю. Ирхин.

МЕРОМО́РФНАЯ ФУ́НКЦИЯ — *аналитическая функция*, не имеющая в комплексной плоскости особенностей кроме полюсов. В частности, любая *целая функция* или рациональная ф-ция является М. ф. Кол-во полюсов у М. ф. не более чем счётно. Если М. ф. $f(z)$ имеет конечное число полюсов и выполнена оценка $|f(z)| \leqslant C|z|^m$, $|z| \geqslant R$ при нек-рых $R > 0$, $C > 0$ и $m \geqslant 0$, то $f(z)$ — рациональная ф-ция. Если М. ф. имеет бесконечное число полюсов, расположенных в точках z_k, $k = 1,2\ldots$, то обязательно $z_\mathrm{k} \to \infty$, при $k \to \infty$. Для того чтобы $f(z)$ была М. ф., необходимо и достаточно, чтобы она представлялась в виде отношения двух целых ф-ций.

Справедлива теорема Миттаг-Леффлера. Пусть задана нек-рая конечная или бесконечная последовательность точек z_k, $k = 1, 2\ldots$ и последовательность комплексных чисел $c_{\mathrm{k}j}$, $k = 1, 2\ldots$, $j = 1, 2, \ldots, m_\mathrm{k}$. Тогда существует М. ф. $h(z)$, к-рая имеет полюсы только в точках z_k, $k = 1, 2, \ldots$, причём гл. часть *Лорана ряда* $f(z)$ в точке z_k совпадает с ф-цией

$$h_\mathrm{k}(z) = \sum_{j=1}^{m_k} c_{\mathrm{k}j}(z - z_\mathrm{k})^{-j}, \quad k = 1, 2, \ldots$$

Ф-цию $h(z)$ можно представить в виде суммы ряда

$$h(z) = \sum_\mathrm{k} \left(h_\mathrm{k}(z) - P_\mathrm{k}(z)\right),$$

где $P_\mathrm{k}(z)$, $k = 1, 2 \ldots$ — нек-рые полиномы. Обратно, всякая М. ф. $f(z)$, имеющая полюсы в точках z_k, $k = 1, 2 \ldots$ с гл. частями ряда Лорана $h_\mathrm{k}(z)$, отличается от ф-ции $h(z)$ на целую ф-цию.