

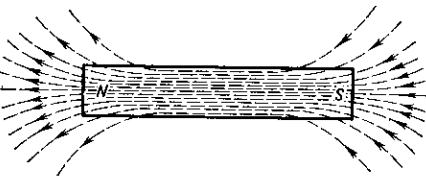
товые М. м. не обнаружены, даётся теорией *раздувающейся Вселенной*. М. м. Полякова — т Хоффа обладают нек-рыми необычными свойствами, благодаря к-рым их было бы легко обнаружить. В частности, взаимодействие с М. м. может стимулировать распад нуклона, предсказываемый нек-рыми моделями великого объединения [А. Рубаков, 1981, К. Каллан (С. Callan), 1982], т. е. выступать в качестве катализатора такого распада.

Неоднократные попытки эксперим. обнаружения М. м. не увенчались успехом. Особенно интенсивно поиски М. м. космич. происхождения проводились с нач. 80-х гг. Эксперименты можно разделить на две группы. 1) М. м. можно обнаружить непосредственно по связанному с ним магн. потоку. Прохождение магн. заряда ng_0 сквозь сверхпроводящий контур изменит поток на $2n\Phi_0$, где $\Phi_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Гс·м² — квант магн. потока, и явление эл.-магн. индукции приведёт к скачку тока в контуре, к-рый может быть измерен с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (сквида). 2) Тяжёлый М. м. должен обладать высокой проникающей способностью и создавать на своём пути сильную ионизацию. Поэтому для поисков М. м. использовались подземные детекторы, сооружённые для изучения потоков космич. нейтрино и поисков распада протона. Проводились также поиски М. м., захваченных в магн. рудах земного и внеземного (метеориты, Луна) происхождения, а также треков, оставленных ими в слюде, заключённой в древних земных породах. Ставились и опыты с целью обнаружения процессов рождения М. м. при столкновении частиц высокой энергии на ускорителях, однако массы таких М. м., естественно, ограничены энергией, доступной на совр. ускорителях. Наиб. сильное ограничение на возможное число М. м. в космич. пространстве дают соображения, связанные с наличием галактич. магн. полей, т. к. монополи ускорялись бы в этих полях, отбирая тем самым энергию у их источников, что приводило бы к ослаблению полей со временем. Числ. оценка этого ограничения зависит от ряда предположений, но едва ли поток космического М. м. в единичном телесном угле может превосходить 10^{-12} м⁻²·стр⁻¹.

Лит.: Монополь Дирака. Сб. ст., пер. с англ., М., 1970; Стражев В. И., Томильчик Л. М., Электродинамика с магнитным зарядом, Минск, 1975; Коулмен С., Магнитный монополярный поток, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 144, с. 277. А. Д. Долгов.

МАГНИТНЫЙ ПОЛЮС — участок поверхности намагниченного образца (магнита), на к-ром по рзм. составляющая намагниченности M_n отлична от нуля. Если *магнитный поток* в образце и окружающем пространстве изобразить графически при помощи линий индукции (силовых линий) магн. поля, то М. п.

Магнитное поле и полюсы (N и S) намагниченного стального стержня. Линиями со стрелками обозначены линии магнитной индукции (линии замыкаются в окружающем стержень пространстве).



будет соответствовать месту пересечения поверхности образца этими линиями (рис.). Обычно участок поверхности, из к-рого выходят силовые линии, наз. с е в е р н ы м (N) или п о л о ж и т е л ь н ы м М. п., а участок, в к-рый эти линии входят, ю ж н ы м (S) или о т р и ц а т е л ь н ы м. Одноимённые М. п. отталкиваются, разноимённые притягиваются (см. *Кулона закон*). Если следовать аналогии с взаимодействием электрич. зарядов, то М. п. можно приписать отличную от нуля поверхностную плотность *магнитных зарядов* σ_m . Отсутствие в природе свободных магн.

зарядов (см. *Магнитный монополяр*) приводит к тому, что линии магн. индукции не могут прерываться в образце и у намагниченного образца (тела) наряду с М. п. одной полярности всегда должен существовать эквивалентный М. п. другой полярности.

МАГНИТНЫЙ ПОТОК — поток Φ вектора *магнитной индукции* B через к.-л. поверхность S :

$$\Phi_B = \int_S B_n dS. \quad (1)$$

Здесь dS — элемент площади, n — единичный вектор нормали к S . В СИ М. п. измеряется в веберах (Вб), в гауссовой системе единиц (к-рая применяется ниже) — в максвеллах (Мкс); $1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ Мкс}$. Поскольку вектор B является чисто вихревым ($\text{div } B = 0$), М. п. через произвольную замкнутую поверхность S равен нулю. Это свойство, установленное Гауссом, может нарушаться только при наличии внутри S *магнитных монополей*, пока ещё гипотетических.

Изменение во времени М. п. ведёт, согласно *Максвелла уравнениям* (в интегральной форме), к возникновению вихревого электрич. поля E , циркуляция к-рого по замкнутому контуру l , ограничивающему поверхность S , равна

$$\mathcal{E} = \oint E dl = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2)$$

Здесь направление обхода по l связано с направлением нормали n к S правилом правого винта.

Для проводящих контуров, изготовленных из материалов с достаточно высокой проводимостью (напр., из металлич. провода), соотношение (2) в квазистатич. приближении соответствует закону *электромагнитной индукции* Фарадея:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_k}{dt}, \quad (3)$$

где $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ — эдс эл.-магн. индукции, Φ_k — М. п., «сцепленный» с проводящим контуром, т. е. М. п., усреднённый по всем поверхностям S_i , опирающимся на линии тока в контуре. В отличие от (2), в (3) берётся полная производная от М. п. по времени в соответствии с тем, что эдс индукции возникает не только при изменении магн. поля во времени, но и при движении проводящего контура поперёк магн. поля, при вращениях и деформациях контура.

М. в., сцепленный со сверхпроводящим контуром, постоянен во времени и может принимать лишь дискретные (квантованные) значения: $\Phi_{\text{сп}} = hcn/2e$, где h — постоянная Планка, e — заряд электрона, n — целое число (см. *Квантование магнитного потока*). Величина кванта М. п. указывает на то, что носители электрич. тока в сверхпроводнике (куперовские пары) имеют заряд $2e$.

М. п. может направляться стержнями (обычно ферромагнитными) с *магнитной проницаемостью* $\mu \gg 1$ (см. *Магнитная цепь*), подобно тому как электрич. ток направляется проводами с большой электропроводностью. На границе магнитопровода с окружающим пространством (вакуумом) непрерывны нормальная компонента вектора магн. индукции: $B_n^i = B_n^e$ (B^i и B^e — внутр. и внеш. поле магн. индукции), а тангенциальная составляющая терпит скачок: $B_t^i = \mu B_t^e$. Поэтому при $\mu \gg 1$ и при почти произвольной ориентации внеш. поля (исключение составляет случай, когда поле нормально к границе) вектор магн. индукции B^i почти параллелен границе и его величина много больше B^e , а М. п. слабо меняется вдоль магнитопровода. Это свойство ферромагн. материалов широко используется в электротехнике для сосредоточения и переноса М. п. (напр., в трансформаторах, пост. магнитах, якорях электродвигателей).