

нии x от средней точки диполя на его оси. Классические линии поля диполя (вспомните Землю или простой стержневой магнит) изображены здесь схематически. Величина поля определяется суперпозицией полей индивидуальных монополей:

$$B(x) = \frac{\mu_0 q^*}{4\pi r_1^2} - \frac{\mu_0 q^*}{4\pi r_2^2},$$

где $r_1 = x - l/2$ и $r_2 = x + l/2$ (l — длина диполя). Вдали от диполя, для $x \gg l$, выражение упрощается и дает

$$B(x) = \frac{\mu_0 \cdot 2m}{4\pi x^3},$$

где $m = q^* l$ — магнитный момент диполя. Вы можете чуть развлечься, записывая выражение магнитного поля вдали от диполя, но на линии, перпендикулярной оси диполя. Это поле тоже обратно пропорционально кубу расстояния. Таким образом можно убедиться, что магнитное поле вдали от диполя всегда меняется как $1/x^3$.

Самое важное состоит в том, что поле магнитного диполя является суперпозицией двух радиальных полей монополей. Вычисление, проделанное выше, как раз использует этот факт. Напомним, что расстояние между полюсами диполя равно l и мы считали, что $r \gg l$. Предположим теперь, что мы исследуем поле диполя на расстоянии $r \ll l$ от одного из полюсов. В основном мы увидим только радиальное поле монополя, так что, хотя монополи не существуют в природе, поведение заряженной частицы вблизи одного из полюсов поля диполя (или, в более общем случае, любого мультипольного поля) в основном таково, как было описано в предыдущем разделе. Чтобы найти весьма впечатляющий пример этого, обратимся к так называемым радиационным поясам Ван Аллена.

В мае 1958 года американский физик Ван Аллен объявил, что существует пояс, окружающий Землю, включающий интенсивные потоки частиц высоких энергий. Его утверждение основывалось на показаниях счетчика Гейгера, который Ван Аллен поместил на ракете, запустившей первый американский спутник Земли (Эксплорер-1). Последующие исследования обнаружили два пояса: внутренний пояс в пределах двух земных радиусов от центра Земли и внешний пояс между двумя и во-

семью земными радиусами. Частицы — это в основном протоны, возникающие под действием высокоэнергетических космических лучей, проникающих в земную атмосферу. Плотность атмосферы на высотах нижних границ поясов (между 400 и 1000 км над уровнем моря) так низка, что протоны могли бы путешествовать сотни земных радиусов между столкновениями с молекулами атмосферных газов.

Протоны в нижнем поясе могут иметь энергию вплоть до $3 \cdot 10^7$ эВ, а их плотность такова, что до 20000 частиц могут пересекать площадку в 1 см^2 каждую секунду. Оценки показывают, что для достижения этих величин протон в среднем должен

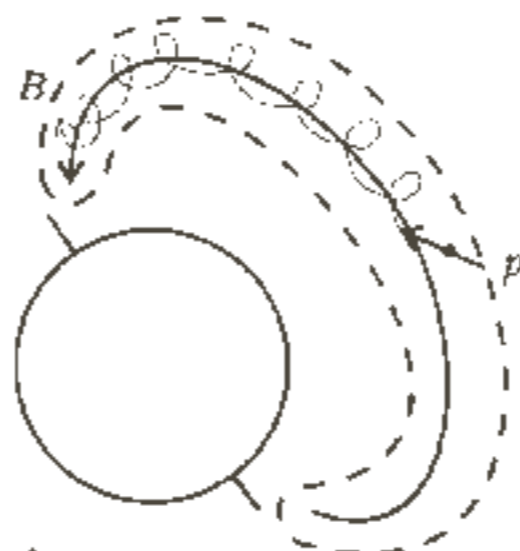


Рис. 4

был бы оставаться пойманным в поясе в течение 10 лет! Что может обеспечить такое удержание высокоэнергетических частиц?

На рисунке 4 магнитное поле Земли показано со схематически изображенным внутренним поясом Ван Аллена. Показана траектория протона с начальной скоростью, направленной под углом к оси пояса. Как и в наших предыдущих рассуждениях, протон будет двигаться по спирали вокруг линии поля по направлению к магнитному полюсу, но в конечном итоге будет отражен назад по начальной линии его движения. Отразившись от другого полюса подобным же образом, протон может быть захвачен на годы.

Сейчас наступает время вернуться к основной теме данной статьи — исследованию физики монополей. Я обещал, что мы исследуем великую тайну физики, — и вот мы начинаем.

Монополи Дирака

В 1931 году Поль Дирак использовал квантовую механику для изучения свойств монополей и нашел возмож-

ный ответ на вопрос о квантовании электрического заряда. До сего дня остается загадкой, почему электрический заряд существует только в количествах, кратных фундаментальному заряду $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Дирак нашел выражение для «силы» магнитного полюса, которое, казалось, указывало на тот факт, что, если хотя бы один магнитный монополь существует в природе, электрический заряд обязан быть квантованным. Дирак использовал для доказательства этого факта достаточно сложные методы квантовой механики, но мы можем избежать применения сложной математики и добраться до сути дела с помощью современного понимания сверхпроводимости.

Сверхпроводник позволяет току течь без всякого сопротивления. Многие металлы становятся сверхпроводниками ниже некоторой очень низкой температуры (часто сравнимой с температурой жидкого гелия). В последнее время специалисты проявляют большой интерес к области высокотемпературной сверхпроводимости. В этом случае удается превратить некоторые специальные соединения в сверхпроводники при высокой критической температуре — порядка 100 К. Вообразим, например, петлю, сделанную из сверхпроводящей проволоки. ЭДС, индуцированная в проволоке за сколь угодно короткий промежуток времени, вызовет стационарный ток, поскольку сопротивление, которое могло бы «подавить» индуцированный ток, отсутствует. Мы можем индуцировать этот ток, пропуская магнитный поток через петлю. Магнитный поток — это произведение магнитного поля, проходящего через петлю с током, и площади, охватываемой петлей. Закон Фарадея дает

$$\text{ЭДС} = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где Φ — магнитный поток. Если в какой-то момент поток через петлю изменится, в петле будет индуцирована ЭДС, а значит, и ток. Отрицательный знак в законе Фарадея — это напоминание о правиле Ленца, которое утверждает, что индуцированная ЭДС будет противодействовать изменению магнитного потока, которое ее вызвало.

Вообразим также, что монополь с «силой» полюса q^* движется по направлению к нашей сверхпроводя-