Магнитные монополи

Лекция была прочитана на физическом факультете университета Кентербери (Крайстчерч, Новая Зеландия) 12 сентября 1975 года

Мне бы хотелось поговорить с вами об одном из приложений квантовой теории: о ее применении к магнитным монополям. Сначала я расскажу о том, какие теоретические идеи побудили физиков задуматься о существовании монополей, а затем перейду к последним экспериментальным работам, авторы которых претендуют на открытие монополя.

Будем исходить из волновой функции Шрёдингера. Релятивистская трактовка нам не нужна, и можно использовать волновую функцию в обычном трехмерном пространстве. Тогда волновая функция (некоторой частицы), скажем ψ, зависит от трех координат x_1, x_2 x_3 и может изменяться со временем:

$$\psi(x_1,\ x_2,\ x_3;\ t). \tag{1}$$

Известно, что если волновая функция нормирована, то в соответствии с обычной интерпретацией квадрат ее модуля $|\psi|^2$ дает вероятность того, что частица находится в каком-нибудь определенном месте пространства.

Волновая функция ψ обычно выражается комплексным числом, и ее можно умножать на фазовый множитель. Он имеет вид $\exp(i\gamma)$, где γ — действительное число; так что $\exp(i\gamma)$ — это число, модуль которого равен 1. Умножая ψ на $\exp(i\gamma)$, получаем другую волновую функцию

$$\Psi \equiv \exp(i\gamma)\,\psi, \tag{2}$$

квадрат модуля которой тот же, что и у ψ:

$$|\Psi|^2 = |\psi|^2, \tag{3}$$

поэтому Ψ отвечает распределению вероятности, которое определяется функцией ψ.

Входящая в формулу (2) величина γ не обязательно должна быть числом: она может быть функцией пространственных координат и даже времени. Поэтому мы считаем, что γ является функцией x_1, x_2, x_3 и, кроме того, функцией t. Тем не менее новая функция Ψ будет отвечать тому же распределению вероятности, что и ψ. Имеем

$$\Psi(x_1,\ x_2,\ x_3;\ t) = \exp[i\gamma(x_1,\ x_2,\ x_3;\ t)]\,\psi(x_1,\ x_2,\ x_3;\ t). \tag{4}$$

Однако новая функция Ψ и первоначальная ψ удовлетворяют разным волновым уравнениям. Вычислив $\partial\Psi/\partial x_r$ (соответствующее

$\mathrm{i}p_r$), где r пробегает значения 1, 2, 3, получим

$$\frac{\partial\Psi}{\partial x_r} = \exp(\mathrm{i}\gamma)\left(\frac{\partial}{\partial x_r} + \mathrm{i}K_r\right)\psi, \tag{5}$$

где K_r — функция положения:

$$K_r \equiv \partial\gamma/\partial x_r. \tag{6}$$

Если ψ удовлетворяет волновому уравнению, в которое входит производная $\partial/\partial x_r$ от ψ, то функция Ψ будет удовлетворять соответствующему волновому уравнению, в котором частные производные $\partial/\partial x_r$ заменены операторами $\partial/\partial x_r + \mathrm{i}K_r$.

Сделаем еще один шаг. Предположим, что γ — это функция, которую математики называют неинтегрируемой. Представьте себе, что γ ни в одной точке не имеет определенного числового значения, но зато при переходе между двумя соседними точками изменяется на определенную величину. Если мы будем перемещать точку, то она опишет замкнутую кривую. Величина γ при этом изменяется непрерывно, и в результате ее значение в конце пути, т. е. при возвращении в исходную точку, может отличаться от первоначального значения. Таким образом, значение γ может измениться при обходе вдоль замкнутой кривой, поэтому ни в одной точке оно не определено.

Введем теперь такую (неинтегрируемую) величину γ в фазовый множитель в соотношении (4). В результате мы опять получим уравнение, содержащее операторы, аналогичные операторам в уравнении (5). Но K_r уже не будет связано с изменением γ при переходе между соседними точками, а это изменение уже нельзя будет записать как градиент скалярной величины, т. е. тождество (6) перестанет выполняться. Следует рассматривать K_r как некую более общую величину, такую, чтобы интеграл по петле *)

$$\oint K_r dx_r \tag{7}$$

не обязательно был бы равен нулю. Таким образом, мы получаем более общую физическую теорию, чем та, из которой мы исходим. Однако эта теория не так уж нова, потому что уравнение очень похоже на уравнение для электрона, находящегося в электромагнитном поле. Имея в своем распоряжении теорию электрона в отсутствие поле (это может быть как классическая, гамильтонова, теория, так и квантовая теория), можно ввести поле, взяв импульсные переменные p_r в отсутствие поля и заменив их переменными $p_r + (e/c)A_r$:

$$p_r \to p_r + (e/c)A_r, \tag{8}$$

где A_r — потенциалы поля. Если в отсутствие поля ψ удовлетворяет некоторому волновому уравнению, то в присутствии поля с по-

*) Этот термин, соответствующий буквальному переводу английского слова «loop», сейчас приходит на смену термину «замкнутая кривая». — *Примеч. пер.*

тенциалами A_r волновая функция ψ будет удовлетворять соответствующему волновому уравнению, в котором импульсы p_r заменены переменными $p_r+(e/c)A_r$ или, учитывая, что

$$p_r = -\mathrm{i}\hbar\partial/\partial x_r, \tag{9}$$

произведена замена производных

$$\frac{\partial}{\partial x_r} \to \frac{\partial}{\partial x_r} + \mathrm{i}K_r. \tag{10}$$

Таково изменение волнового уравнения, связанное с введением потенциалов электромагнитного поля A_r. Видно, что оно носит тот же характер, что и замена

$$\frac{\partial}{\partial x_r} \to \frac{\partial}{\partial x_r} + \mathrm{i}\frac{e}{\hbar c}A_r, \tag{11}$$

отвечающая неинтегрируемому фазовому множителю. Эти замены эквивалентны друг другу, если

$$K_r = (e/\hbar c)\,A_r. \tag{12}$$

Смысл сказанного состоит в том, что введение неинтегрируемой фазы эквивалентно введению потенциалов электромагнитного поля при условии, что K_r и A_r удовлетворяют соотношению (12). Таким образом, мы приходим к новому представлению о потенциалах электромагнитного поля, но на данном этапе не получаем новой физической теории. Это просто новая математическая форма уравнения Шрёдингера, в которое входят потенциалы поля, действующего на электрон.

Рассмотрим полное изменение фазы, т. е. полное изменение γ, при обходе по петле L:

$$(\Delta\gamma)_L = \oint_L K_r\,dx_r. \tag{13}$$

Отождествив K_r с $(e/\hbar c)A_r$ (в соответствии с (12)), получим

$$(\Delta\gamma)_L = \frac{e}{\hbar c}\oint_L A_r\,dx_r.$$

Теперь мы можем воспользоваться теоремой Стокса, которая позволяет любой интеграл выразить через поверхностный интеграл, взятый по натянутой на эту петлю поверхности Q. Получаем

$$(\Delta\gamma)_L = \frac{e}{\hbar c}\iint_Q (\mathrm{rot}\,\mathbf{A})\cdot d\mathbf{S} \tag{14}$$

и

$$(\Delta\gamma)_L = \frac{e}{\hbar c}\iint_Q \boldsymbol{\mathcal{H}}\cdot d\mathbf{S}, \tag{15}$$

где $\boldsymbol{\mathcal{H}}$ — вектор магнитного поля. Итак, мы пришли к соотношению, согласно которому $e/\hbar c$, умноженное на магнитный поток через петлю, равно полному изменению γ при обходе вдоль петли.

Теперь нам придется ввести в уравнение (15) новое слагаемое: необходимо учесть, что если γ рассматривается как фаза волновой функции, то эта фаза будет не определена в том смысле, что к ней можно прибавить любое число, кратное 2π. В самом деле, если в (2) γ заменить величиной $\gamma+2\pi$, то уравнение совсем не изменится. Обратившись к только что выведенному уравнению (15), мы увидим, что левая часть действительно не определена в том смысле, что к ней можно прибавить любое число, кратное 2π. Следовательно, уравнение в том виде, в котором оно написано, не может быть полным и определенным: его левая часть неоднозначна, а правая полностью определена. Таким образом, выражая потенциалы электромагнитного поля через неинтегрируемый фазовый множитель, мы должны изменить уравнение (15), переписав его в виде

$$(\Delta\gamma)_L + 2\pi n = \frac{e}{\hbar c}\iint_Q \mathcal{H}\cdot d\mathbf{S}, \tag{16}$$

где n — положительное или отрицательное целое число.

Итак, если мы возьмем любую петлю, то сумма изменения γ при обходе вдоль этой петли и любого числа, кратного 2π, равна $e/\hbar c$, умноженному на магнитный поток через петлю.

Хочу обратить внимание на то, что хоть я рассматривал всего лишь один частный случай волновой функции, такой же неинтегрируемый фазовый множитель должен входить в любую другую волновую функцию. Так должно быть, чтобы выполнялся принцип суперпозиции. Волновую функцию можно получить, взяв сумму двух других, поэтому, умножив одну из этих волновых функций на фазовый множитель $\exp(i\gamma)$, необходимо умножить на него и остальные волновые функции, чтобы не нарушить принцип суперпозиции.

Вернемся к уравнению (16) и воспользуемся соображениями непрерывности. Возьмем сначала малую петлю. При ее обходе изменение γ будет совсем небольшим, потому что при переходе от одной точки к другой γ меняется не сильно и, значит, не может претерпеть очень сильные изменения при обходе вдоль малой петли. Аналогично, магнитный поток, проходящий через такую петлю, при нормальных физических условиях будет небольшим. Поскольку n должно быть целым числом, можно заключить, что если обе величины $(\Delta\gamma)_L$ и $\iint \mathcal{H}\cdot d\mathbf{S}$ малы, то $n=0$. Таким образом, из условий непрерывности следует, что n должно равняться нулю.

Существует, однако, исключение. Я сказал, что при обходе по малой петле изменение γ должно быть мало, но при определенных условиях это требование не выполняется. Если $\psi=0$, то γ совсем не определено, и если ψ близко к нулю, то небольшим изменениям ψ может отвечать весьма значительное изменение γ. Рассмотрим пример двумерной волновой функции

$$\psi = x_1 + i x_2. \tag{17}$$

Функция ψ обращается в нуль, если x_1 и x_2 равны нулю. В окрестности нуля эта функция абсолютно непрерывна. При обходе по малой петле, внутри которой расположено начало координат $x_1 = x_2 = 0$, фаза ψ меняется на 2π.

Нас интересуют области, где ψ обращается в нуль. Если $\psi = 0$, то требуется выполнение двух условий, и обычно какая-нибудь одна линия этим условиям удовлетворяет. Назовем ее линией узлов. Таким образом, существуют линии узлов, на которых ψ обращается в нуль, и если задать небольшую петлю вокруг узлов, то при обходе по этой петле изменение ψ не обязательно должно быть малым. Оно может равняться 2π или любому целому числу, кратному 2π, несмотря даже на то, что функция ψ абсолютно непрерывна. Это видно из предыдущего примера, если в качестве ψ взять выражение (17). Отсюда можно заключить, что в уравнении (16) $n=0$ для любой малой петли, если она не охватывает линию узлов.

Перейдем теперь к большим петлям и применим к какой-нибудь из них изложенный формализм. Мы увидим, что число $e/\hbar c$, умноженное на магнитный поток через большую петлю, будет равно сумме изменения γ при ее обходе и члена вида $2\pi n$, который составлен из вкладов каждой линии узлов, проходящей через петлю. Эта большая петля будет вырезать некоторую поверхность, и каждая линия узлов, пересекающая ее, будет давать вклад вида $2\pi n$.

Применим теперь формулу (16) к какой-нибудь замкнутой поверхности. Линии, которая бы ограничивала такую поверхность, не существует, поэтому, применив к ней (16), мы получим, что изменение γ вдоль граничной кривой равно нулю, ибо сама эта кривая сжалась в точку. В результате найдем, что произведение $e/\hbar c$ на магнитный поток, который пересекает (замкнутую) поверхность, равно сумме членов вида $2\pi n$, каждый из которых соответствует одной линии узлов, проходящей сквозь замкнутую поверхность. Если линия узлов приходит из бесконечности, пересекает поверхность, проходит внутри нее и опять выходит наружу, то такая линия будет давать два вклада, которые в точности компенсируют друг друга. Полный вклад будет отличен от нуля лишь в том случае, если существует одна или несколько линий узлов, которые обрываются внутри замкнутой поверхности.

Таким образом, мы подошли к следующей ситуации. Есть некоторые волновые функции, с которыми связана ограниченная с одного конца линия узлов. Тогда конечная точка этой линии является своего рода сингулярностью поля (нет необходимости обсуждать это подробно). Возьмем замкнутую поверхность, окружающую эту сингулярность. Полный магнитный поток через эту замкнутую поверхность, умноженный на $e/\hbar c$, равен $2\pi n$:

$$\frac{e}{\hbar c} \oiint \mathcal{H} \cdot d\mathbf{S} = 2\pi n. \tag{18}$$

Если замкнутую поверхность пересекает магнитный поток, то это означает, что внутри поверхности существует какой-то магнитный монополь. Обозначив его магнитный заряд μ, получим формулу

$$\oiint \mathcal{H} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi\mu, \tag{19}$$

которая является магнитным аналогом теоремы Остроградского — Гаусса в электростатике. Она гласит, что магнитный поток, пересекающий замкнутую поверхность, внутри которой находится монополь с магнитным зарядом μ, равен произведению $4\pi\mu$. Сравнив соотношение (19) с формулой (18), относящейся к потоку через замкнутую поверхность, внутри которой заключен конец линии узлов, мы получим выражение для магнитного заряда монополя

$$\mu=(\hbar c/2e)\,n. \tag{20}$$

Выражение (20) совершенно строго вытекает из квантовых соображений. Нам без него не обойтись, если мы хотим, чтобы в квантовой теории существовали магнитные монополи. Теоретически это означает, что для того чтобы электрон мог двигаться в поле монополя в соответствии с уравнением Шрёдингера, магнитный заряд этого монополя должен вычисляться по формуле (20). В противном случае уравнения движения оказываются несовместимыми. Таково требование шрёдингеровского формализма.

Воспользовавшись экспериментальным результатом

$$\hbar c/e^2\approx 137, \tag{21}$$

можно получить из (20) следующую формулу:

$$\mu\approx(137/2)\,en. \tag{22}$$

Если n имеет минимальное значение, отличное от нуля, т. е. $n=1$, то для минимального магнитного заряда монополя получим

$$\mu_{\min}\approx(137/2)\,e, \tag{23}$$

что существенно превышает заряд электрона. Таким образом, минимальный заряд монополя довольно велик.

Изложенная теория указывает лишь на возможность существования таких монополей без противоречия уравнению Шрёдингера, но не содержит утверждения, что монополи должны существовать. Это может показать лишь эксперимент.

Имеется один аргумент в пользу существования монополей: с их помощью можно было бы объяснить, почему электрический заряд всегда квантуется. Для всех частиц, наблюдаемых в Природе, электрический заряд выражается положительным или отрицательным числом, кратным заряду электрона e. Почему это так? Почему бы некоторым частицам не иметь какие-нибудь другие заряды?

Надо сказать, что кроме теории магнитного монополя, никаких других теоретических объяснений этого факта не существует. Если где-нибудь существует хоть один монополь, то для того чтобы заряженная частица могла с ним взаимодействовать (это означает, что мы не можем построить непротиворечивое волновое уравнение, описывающее взаимодействие этой частицы с монополем), магнитный заряд монополя и заряд этой частицы должны быть связаны соотношением (20). Поэтому если бы монополь где-нибудь существовал, то заряды всех заряженных частиц в Природе должны были бы оказаться квантованными. Это было бы замечательно, потому что существование монополя объяснило бы явление Природы, которое до сих пор остается для нас загадкой. Однако доказать необходимость существования монополей еще недостаточно.

Подумаем теперь, как монополь мог бы возникнуть в эксперименте. Предположим, что какая-нибудь частица несет монопольный заряд. Монополь должен быть абсолютно стабильным в силу закона сохранения электрического заряда. Уравнения Максвелла симметричны по отношению к электрическому и магнитному полям, и поскольку из них вытекает закон сохранения электрического заряда, их следствием мог бы стать и закон сохранения магнитного заряда. Частица, несущая монополь, сама может и не быть стабильной. Однако если она распадается, то среди продуктов ее распада должен оказаться какой-нибудь монополь. Сам по себе монополь — некий неизменный объект, и исчезнуть он не может. Единственный способ заставить монополь исчезнуть, заключается в том, чтобы «добыть» еще один монополь такого же размера, но с противоположным знаком магнитного заряда, и заставить эти два монополя взаимодействовать друг с другом. Тогда они смогут аннигилировать, а освободившаяся энергия перейдет в какую-то другую форму. Итак, один монополь абсолютно стабилен, и лишь два противоположных по знаку магнитного заряда монополя могут уничтожить друг друга.

Если вы собираетесь получать монополи с помощью аппаратуры, используемой в физике высоких энергий, то вам придется искать их парами: один положительный, другой — отрицательный. Монополи уже искали на высокоэнергетических установках, но ни одного не нашли. Отрицательные результаты поисков не доказывают, конечно, того, что монополи не существуют: энергия покоя монополя вполне могла бы оказаться слишком большой для того, чтобы пара монополей родилась на современных установках. Для энергии покоя этой пары можно ожидать довольно большого значения, потому что магнитный заряд монополя велик — он гораздо больше заряда электрона. Поэтому нет ничего удивительного в том, что монополи ни разу не были зарегистрированы на современных высокоэнергетических установках.

Появилась надежда зарегистрировать монополи в космическом излучении. Энергия космического излучения значительно превышает энергию, достижимую сейчас в лаборатории. Могло оказаться, что монополи существуют в космическом излучении, поэтому их начали там искать. Поиски продолжались в течение нескольких десятилетий, и лишь недавно появились сообщения о том, что один монополь найден.

Как монополь должен был бы проявиться в эксперименте? На этот вопрос легче ответить, если известен тип ионизации, которую производит монополь, проходящий через вещество с большой скоростью. Сравним трек ионизирующего монополя с треком какой-нибудь ионизирующей заряженной частицы. На рис. 1 изображена движущаяся заряженная частица, окруженная некоторым количеством вещества. Рассмотрим типичный атом A. Заряженная частица будет возмущать электроны в атоме A и некоторые из них может вытолкнуть наружу, в результате чего возникает ионизация. Электрическая сила, которая выталкивает электроны, пропорциональна заряду частицы:

$$F \sim Ze, \tag{24}$$

а время, в течение которого действует сила, обратно пропорционально ее скорости:

$$t \sim v^{-1}. \tag{25}$$

Значит, импульс, который заряженная частица, двигаясь, передает одному из электронов, прямо пропорционален заряду и обратно пропорционален скорости частицы:

$$\text{импульс} = Ft \sim Zev^{-1}. \tag{26}$$

Иными словами, чем быстрее движется частица, тем меньше должен быть импульс. Он стремится к Ze/c, если частица движется со скоростью, близкой к скорости света. По мере того как частица теряет

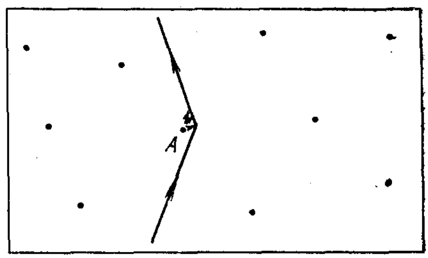

Рис. 1. Проходя через вещество, заряженная частица (в данном случае частица с положительным зарядом) образует вдоль своего пути ионизационный трек. Маленькие стрелки — электроны, выбитые из атома A пролетающей (положительно) заряженной частицей

энергию и приближается к концу своей траектории, степень ионизации возрастает, потому что значение v уменьшается. Трек ионизирующей частицы утолщается по мере продвижения частицы к концу ее пути.

А что будет, если вместо заряженной частицы мимо атома пройдет монополь? Напряженность электрического поля, создаваемого монополем, пропорциональна его скорости. Это согласуется с хорошо известным фактом, что напряженность магнитного поля, создаваемого движущимся зарядом, пропорциональна скорости заряда. Поэтому в случае движущегося монополя сила будет пропорциональна его скорости:

$$F \sim \mu v. \tag{27}$$

Тогда импульс, который монополь передаст одному из электронов (имеется в виду один из электронов атома A вещества, рис. 1), будет равен произведению силы на время и, таким образом, окажется почти не зависящим от скорости:

$$\text{импульс} \sim \mu, \tag{28}$$

т. е. пропорционален магнитному заряду μ монополя. Следовательно, проходящий через вещество монополь образует трек, толщина которого почти постоянна и не увеличивается к концу траектории. Этим трек монополя отличается от трека обычной заряженной частицы.

Прайс с сотрудниками использовали изложенный метод в своем недавнем эксперименте, в котором, по их мнению, был открыт монополь. Эксперимент заключался в том, что измерительные приборы подняли на воздушном шаре и в течение нескольких дней выдерживали в верхних слоях атмосферы. Затем их спустили вниз и проанализировали измерения. Главной частью установки Прайса была стопка пластин, изготовленных из лексана (лексан представляет собой одну из разновидностей прозрачных материалов). Использовался целый набор таких положенных друг на друга пластин. Проходя через пластины, любая ионизирующая частица как-то нарушала их целостность. Для определения степени повреждения листы протравливали, а затем исследовали протравленные треки, чтобы определить степень ионизации. Полученные Прайсом результаты приведены на рис. 2. Между верхней лексановой пластинкой и всеми остальными имеется промежуток, в который вставлены еще один прибор — черенковский счетчик — и обычный эмульсионный слой.

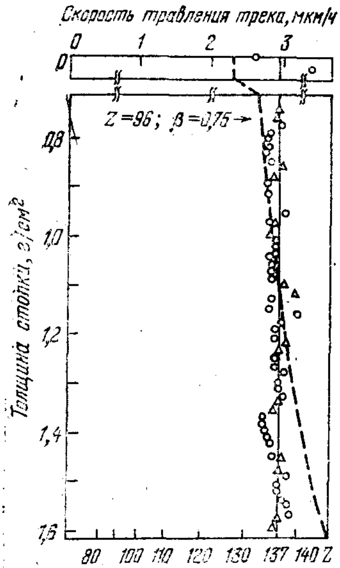

Рис. 2. Экспериментальные данные Прайса с сотрудниками, на основании которых авторы утверждали, что они открыли монополь; Z — эффективный заряд при $\beta = 1$

Благодаря наблюдениям, сделанным с помощью этой пластинки, авторы могли утверждать, что частица движется вниз (по вылету δ-электронов), а черенковский счетчик давал информацию о скорости частицы. На рис. 2 показан промежуток между верхней лексановой пластинкой и остальной стопкой, состоящей из 32 пластин. Кружки и треугольники на рисунке соответствуют степени ионизации для разных пластинок. Эти данные получены в результате разного времени воздействия кислоты, с помощью которой осуществлялось травление. Получившиеся «точки» (кружки и треугольники) действительно ложатся на приблизительно вертикальную линию, что означает постоянную степень ионизации вдоль трека.

Если бы ионизация создавалась не монополем, а какой-нибудь заряженной частицей, то с увеличением толщины стопки кривая, проходящая через экспериментальные точки, сдвигалась бы направо, потому что к концу трека степень ионизации должна возрастать. Пунктирная кривая получается, если заряд равен 96 e, а скорость составляет (3/4) c. Вы видите, что наклонная кривая совершенно не согласуется с экспериментальными данными. В то же время, несмотря на массу отклонений и экспериментальных погрешностей, вертикальная линия довольно хорошо описывает эксперимент. Приведенный график дал Прайсу и его сотрудникам основания утверждать, что их аппаратура зарегистрировала магнитный монополь.

Эту работу мы обсуждали с физиками из Сиднея, и кто-то сказал, что возможная причина расхождений кроется в том, что одновременно с процессом травления могло возникать какое-нибудь явление насыщения. Следовательно, если пластинка была сильно повреждена при ионизации, то из-за насыщения размеры протравленных участков могли не увеличиться так, как ожидалось. Это вполне разумное замечание, но я не знаю, до какой степени оно верно. Ведь, в конце концов, напечатан был всего лишь предварительный доклад (откуда и взят рис. 2), и это замечание следует, конечно, очень тщательно изучить, чтобы понять, действительно ли размер протравленного участка соответствует степени ионизации, создаваемой проходящей через прибор частицей.

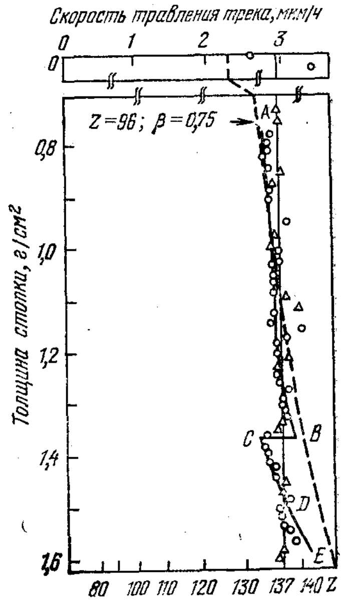

Рис. 3. Интерпретация экспериментальных данных Прайса с сотрудниками (рис. 2), допускающая процессы фрагментации. Сплошная кривая — результат расчетов Е. П. Джорджа, проведенных в августе 1975 года

Профессор Джордж из Сиднея настолько заинтересовался происходящим, что позвонил Альваресу в Беркли (Альварес возглавляет лабораторию, в которой была выполнена работа Прайса) и спросил, каково его мнение по этому поводу. Альварес очень неодобрительно отнесся к интерпретации результатов, представленной Прайсом с сотрудниками. Он сказал, что какая-нибудь заряженная частица могла создавать ионизацию, соответствующую определенной глубине протравленных участков, и что на этой глубине частица могла столкнуться с каким-либо ядром, распасться и в результате дальше двигаться уже с меньшим зарядом.

После разговора с Альваресом сиднейские физики построили график, изображенный на рис. 3. Предполагалось, что вначале была заряженная частица (скажем, в точке A), для которой $Z=96$. Она двигалась до точки B, а в точке B налетела на атомное ядро. Здесь она распалась, в результате чего заряд ее уменьшился (точка C) и она продолжила движение из точки C вдоль кривой CD. Эта новая частица сама могла быть нестабильной, а может быть, она встретила в точке D другую частицу и опять подверглась какому-нибудь изменению. В результате она потеряла еще часть заряда. Такая картина могла бы дать объяснение, альтернативное объяснению с помощью монополя. Этот вопрос пока еще не решен. В любом случае, если Альварес прав, близость графика к вертикали могла быть неким совпадением. Возникает впечатление, будто Природа пытается ввести нас в заблуждение. Я не знаю правильного ответа, и нам придется подождать, пока физики-экспериментаторы изучат результаты более тщательно и придут к какому-то заключению.

Профессор Хора позвонил из Сиднея Хофштадтеру, чтобы узнать его мнение. Хофштадтер отвечал весьма уклончиво и сказал, что, по его мнению, у Прайса и у Альвареса одинаковые шансы на правоту. Пожалуй, и я так считаю. Вопрос на некоторое время придется оставить открытым.

Однако существует эксперимент, который свидетельствует против интерпретации предыдущих результатов на базе существования монополя. Дело в том, что если монополи приходят с космическим излучением, то в прошлом на Землю должно было, по-видимому, попасть очень много монополей, которые, пройдя через атмосферу, где-то остановились, и поэтому их должны были бы там найти. Монополь сам по себе совершенно стабилен, и если полное число монополей (в некоторой области) невелико, то у монополя очень мало шансов столкнуться с монополем, имеющим противоположный знак магнитного заряда, т. е. вероятность их аннигиляции очень мала. Если монополи, попадающие к нам с космическим излучением, существуют, то вокруг нас должно было бы быть огромное число монополей. Их искали в разных местах, везде где только можно, но до сих пор ничего не нашли. Монополи могли бы стремиться к полюсам магнитного поля Земли, и поэтому их искали в высокоширотных областях, однако и там пока не обнаружили. Может быть, монополи «просачиваются» сквозь Землю «в надежде» приблизиться к ее магнитным полюсам. Возможно, они до сих пор не найдены из-за того, что слишком глубоко проникают в земную поверхность. Ведь на самом-то деле мы не знаем, насколько глубоко монополь может проникнуть в твердое вещество. Не думаю, чтобы кто-нибудь делал такие оценки. Без дополнительных сведений о монополе это было бы нелегкой задачей. Кроме того, Прайс с сотрудниками считают, что масса найденного ими монополя составляет около двухсот или даже больше протонных масс. Если это правильно, то понятно, почему на высокоэнергетических установках не регистрируются монополи. Энергии подобных установок недостаточно (в настоящее время) для того, чтобы создать пару частиц с нужной массой: нам понадобилась бы просто гигантская энергия в системе центра инерции.

Думаю, что на этом мне следует остановиться и в качестве вопроса предложить вам поразмыслить над тем, существует или не существует монополь. Я надеюсь, что экспериментаторы придут к определенному выводу. (Прайс с сотрудниками обещали написать еще одну статью. Та работа, о которой я рассказал, была опубликована в журнале «Physical Review Letters» в номере от 25 августа 1975 года *)).

Состояние экспериментов по обнаружению монополя на декабрь 1976 года. Монополь невозможно расщепить до тех пор, пока он не столкнется с другим монополем, противоположным по знаку магнитного заряда. Мы в этом уверены так же, как в сохранении электрического заряда. Оба утверждения вытекают из уравнений Максвелла.

Если монополи, как дождь, «сыпятся» на Землю из космоса, то они должны быть «разбросаны» повсюду. Их очень интенсивно искали, но результаты поисков оказались отрицательными. Возможно, монополи очень глубоко проникают в землю. Но тогда они бы захватывались ферромагнитными материалами и хотя бы несколько монополей должны были быть обнаружены вблизи земной поверхности.

Из-за того что отрицательных результатов очень много, большинство физиков не верят в существование монополей в космическом излучении и поэтому ищут другое объяснение результатов, которые наблюдали Прайс с сотрудниками. Это непростая задача. Первоначальное объяснение Альвареса, состоящее в том, что ядро платины распалось, пройдя через лексановые пластинки, опровергнуто результатами травления других пластинок, не входящих в первоначальную стопку.

Похоже, что ни одна из известных частиц не подходит для объяснения эксперимента. Если эта частица — заряженное ядро, то тогда оно должно было бы быть сверхтяжелым, лежащим вне области известных ядер. В противном случае это могло быть ядро антиматерии.

Очень трудно делать какие-либо заключения по поводу частицы, которая наблюдалась всего один раз. Мы очень надеемся на то, что монополь еще увидят в будущих экспериментах.

*) Phys. Rev. Lett.— 1975.— V. 35, № 8.— P. 487.— *Примеч. пер.*