89-827

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

H 41

Р4-89-827

Б.С.Неганов

О ПРИНЦИПЕ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И НАРУШЕНИИ ЕГО В ЯВЛЕНИЯХ СПИНОВОЙ ПРЕЦЕССИИ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1989

"Открыто и эффективно отличить истинное движение конкретных тел от кажущегося - безусловно, вопрос большой трудности, ибо части неподвижного пространства, в которых осуществляется движение, ни в коей мере недоступны наблюдению наших чувств. Однако положение и не безнадежно, ибо мы располагаем направляющими указаниями, в частности, силами, которые являются причинами и эффектами истинных движений."

Исаак Ньютон.

В В Е Д Е Н И Е

Анализ явления спиновой прецессии движущихся заряженных частиц, приводимый ниже, основан на хорошо известных фактах и преобразованиях, рассматриваемых теперь преимущественно как прямые следствия специальной теории относительности (СТО). Однако эти же преобразования строго вытекают и из альтернативной "эфирной" теории Лоренца, содержащей метрическую аксиоматику новой механики, соответствующей реальному пространству с конечной скоростью распространения любых сигналов и взаимодействий. В этой теории выполнимость принципа относительности, являющегося лишь следствием, а не первопричиной явлений, имеет место, естественно, лишь постольку, поскольку может быть обеспечена объективными и более фундаментальными законами природы. Лоренцевский индуктивный подход, предполагающий определенную материальную структуру физического вакуума, представляет собой, по существу, основу некоторой более общей физической теории как исходной базы полевой концепции (ибо вне материальной сущности пространства полевая символика все же лишена физического содержания), в рамках которой находится и последовательное объяснение как всем следствиям, так и самим исходным постулатам СТО, и будут, естественно, установлены и границы применимости этого метода.

Однако этот безупречный в логическом отношении подход сильно уязвим в своей основе из-за отсутствия пока физического способа выделения привилегированной системы отсчета, в которой формулируются исходные положения теории. Поиск такого способа и должен составлять основную задачу этой теории. Пока такой критерий не найден, теория работает как бы на холостом ходу, выдавая те же результаты, что и СТО, и позволяя лишь в деталях проследить за весьма любопытным компенсационным механизмом формирования решений в движущейся системе отсчета, вытекающих сразу из положений СТО. В связи с этим существует мнение, что лоренцевская концепция не отличима ни одним опытом от эйнштейновской. Это, безусловно, верно лишь для круга явлений, удовлетворяющих требованиям принципа относительности. Последний же очевиден лишь в рамках классической механики. Отсутствие до сих пор последовательной релятивистской механики (не считая задачи движения материальной точки во внешнем поле) низводит его до уровня веры, основанной на обобщении ограниченного числа опытных фактов. Если исходить из философской идеи, что Природа все же не является "вещью в себе", одна из концепций должна быть отвергнута опытом. Но тогда только обнаружение нарушения принципа относительности может разрешить спор между этими диаметрально противоположными в концептуальном отношении теориями о правильности отражения объективной реальности. В связи с этим следует лишь заметить, что пространственная изотропия физических процессов в движущихся системах, вытекающая только из принципа относительности, на который опирается СТО, не доказуема в принципе ни одним опытом и, следовательно, на самом деле всегда обречена быть лишь условной. Исходные же положения в теории Лоренца - изменения под действием абсолютного движения в реальном пространстве физического масштаба движущейся системы - теперь не ad hoc гипотезы, а объективная реальность. Поэтому, если в рамках СТО нет и не может быть опыта, опровергающего теорию Лоренца, то в рамках последней такой опыт останется всегда возможным. Ясно, что пока ни один из предложенных и выполненных экспериментов не способен был в принципе разрешить эту дилемму. При их обосновании авторы исходили либо из классической механики, отражающей свойства пространства неограниченных скоростей в форме тех метрических постулатов, на которых покоится эта механика, либо из неправильных посылок, приводящих к ложным выводам и эффектам, отсутствие которых можно относить с равным правом в пользу любого из обсуждаемых подходов.

Конечно, теперь логически оправданным может быть лишь эксперимент, базирующийся на последовательной лоренцевской концепции, но не приводящий к результату, предсказываемому в рамках СТО. Обоснование такого experimentum crucis и предлагается ниже вдумчивому читателю.

I. ПРЕЦЕССИЯ СПИНА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как известно, при движении заряженной частицы с массой m и зарядом e, обладающей спином s и гиромагнитным фактором g, угловая скорость прецессии спина ω_s вокруг направления, поперечного по отношению к вектору скорости частицы магнитного поля, с напряженностью B, уменьшается из-за эффекта томасовской прецессии ω_T [1] и принимает значение

$$\omega_s = \omega_L + \omega_T = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB}{mc} - \frac{\gamma-1}{\gamma}\cdot\frac{eB}{mc} = \frac{eB}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma} \right), \qquad (1)$$

где ω_L - частота ларморовской прецессии, $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$ - лоренцевский фактор, $a = g/2 - 1$ -аномальная часть g-фактора частицы.

Как следует из ур.(1), частота спиновой прецессии отличается от циклотронной частоты $\omega_c = \frac{eB}{mc\gamma}$ на величину $\omega_{s-c} = \frac{eB}{mc}a$, не зависящую от скорости частицы. Эта особенность спиновой прецессии была весьма эффективно использована в хорошо известных опытах по прецизионному определению аномальной (вакуумной) части магнитного момента электронов и мюонов для проверки предсказаний квантовой электродинамики.

В более общем случае движения частицы в однородном статическом электромагнитном поле задача была решена Баргманом, Мишелем и Телегди [2]. Эта работа охватывает все частные случаи, полученные ранее разными авторами. На основе их решения, в случае трахоидального движения частицы в скрещенных поперечных полях B,E, угловая скорость прецессии спина описывается уравнением [2,3,4]

$$\omega_s = \frac{e}{mc}\left\{\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) B + \left(\frac{1}{\gamma^2-1} - a - \frac{\gamma}{\gamma^2-1}\right)[\beta\cdot E]\right\}. \qquad (2)$$

Это уравнение было использовано при постановке третьего наиболее точного мюонного эксперимента в CERN [4] с использованием электростатической фокусировки частиц, движущихся по замкнутой траектории в однородном магнитном поле. При наличии поперечного электрического поля выражение для циклотронной частоты имеет вид:

$$\omega_c = \frac{e}{mc}\left(\frac{B}{\gamma} - \frac{\gamma}{\gamma^2-1}[\beta\cdot E]\right), \qquad (3)$$

где второй член учитывает замедляющее действие электрического поля. Поэтому регистрируемая непосредственно в опыте относительная скорость прецессии спина по отношению к импульсу частицы на основании уравнения (2) равна

$$\omega_{s-c} = \omega_s - \omega_c = \frac{e}{mc}\left\{ a\,B + \left(\frac{1}{\gamma^2-1} - a \right)[\beta\cdot E] \right\} . \qquad (4)$$

Если, в частности, скорость частицы выбрана такой, что $\gamma = \sqrt{1+1/a}$, то зависимость ω_{s-c} от β и E исчезает, что и было использовано на практике для получения предельной точности определения аномальной части магнитного момента мюона.

Вернемся теперь к анализу исходного уравнения (2), переписав его для удобства в более компактном виде:

$$\omega_s = \frac{e}{mc}\left\{ \left(a + \frac{1}{\gamma} \right) B - \left(a + \frac{1}{\gamma+1} \right)[\beta\cdot E] \right\} . \qquad (5)$$

Нашей задачей будет выяснение возможности выполнения принципа относительности в явлениях спиновой прецессии движущихся частиц, описываемой уравнением (5). Будем далее считать, что:

а) Уравнение (5) правильно описывает поведение спина по крайней мере в системе отсчета, покоящейся по отношению к физическому вакууму, изменение состояния которого и представляет собой сущность любых полей. Взаимодействие спина в этой системе, как следует из уравнения (5), определяется лишь абсолютной скоростью частицы $\beta = v/c$ и значением напряженности компонентов поля вдоль траектории частицы.

б) Если источнику поля сообщается движение, то это приводит лишь к изменению создаваемых им в пространстве компонентов поля. Изменение относительного движения между частицей и источником поля не меняет характера взаимодействия с полем, и уравнение (5) остается справедливым в неподвижной системе отсчета.

Сделанные допущения позволяют свести задачу нахождения скорости прецессии спина, измеряемой в движущейся системе отсчета, связанной с источником поля, к простой задаче нахождения новых компонентов поля движущегося источника, пересчету частоты прецессии в собственном времени источника и нахождению соответствующей поправки, связанной со сдвигом одновременности движущейся системы отсчета.

II. ИНВАРИАНТНЫЕ СЛУЧАИ "ДВИЖЕНИЯ" СПИНА

Убедимся сначала в том, что уравнение (5) в рамках сделанных допущений приводит к инвариантному выражению для частоты спиновой прецессии частиц, движущихся совместно с источником магнитного поля. Если источник поля в состоянии покоя создает, например, напряженность магнитного поля B_o, то в состоянии движения со скоростью β, лежащей в плоскости, ортогональной к вектору B_o, напряженность будет $B = \gamma B_o$, а также появится электрическое поле $E = -[\beta B] = -\gamma[\beta B_o]$ в поперечном по отношению к векторам β и B направлении. Подставляя эти значения компонентов поля в уравнение (5), получим правильное выражение для лармоaccess ровской прецессии спина неподвижной относительно источника поля частицы, если выразим частоту в собственном времени движущейся системы

$$\omega_s' = \omega_s\,\gamma = \frac{eB_o\gamma^2}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma} - a\,\beta^2 - \frac{\beta^2}{\gamma+1} \right) =$$

$$= \frac{eB_o\gamma^2}{mc}\left(a\,\frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{\gamma} + \frac{1-\gamma}{\gamma^2} \right) = \frac{eB_o}{mc}\,(a+1) = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB_o}{mc} . \qquad (6)$$

К такому же значению приводит уравнение (5), если мы применим его к неподвижной частице и покоящемуся источнику магнитного поля. Следовательно, частота спиновой прецессии, измеряемая в масштабе собственного времени источника, не зависит от его движения совместно с частицей в пространстве, что находится в соответствии с требованием принципа относительности в данной задаче.

Найдем теперь зависимость спиновой прецессии от скорости частицы β в случае прямолинейной траектории ее движения в поле неподвижного, а затем движущегося источника. В этом случае, очевидно, необходимо приложить поперечное по отношению к векторам β и B_o электрическое поле $E_o = -[\beta B_o]$, компенсирующее отклоняющее действие поля B_o (предельный случай трахоидального движения). Подставляя эти значения компонентов полей в формулу (5), получим следующий результат:

$$\omega_{s_1} = \frac{eB_o}{mc}\left\{ a + \frac{1}{\gamma} - \left(a + \frac{1}{\gamma+1} \right)\beta^2 \right\} = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB_o}{mc\gamma^2} . \qquad (7)$$

Пусть тот же комбинированный источник, создающий в состоянии покоя поля B_o и E_o, теперь движется в обратном направлении, а частица неподвижна в пространстве. В этом случае действующие на неподвижную частицу компоненты результирующего поля будут, очевидно,

$$B = B_o/\gamma \quad \text{и} \quad E = 0 .$$

(Внешнее электрическое поле полностью компенсируется электрическим полем обратного знака движущегося магнита). Подставив эти значения компонентов поля в уравнение (5) и выразив частоту прецессии в собственном масштабе времени источника, получим другой результат:

III. НЕИНВАРИАНТНАЯ ПРЕЦЕССИЯ СПИНА

Опираясь на использованный выше метод расчета прецессии в движущейся системе отсчета, корректность которого была продемонстрирована на рассмотренных простых случаях движения спина, перейдем теперь к описанию движения, приводящего к явному нарушению принципа относительности. Для этой цели, оказывается, достаточно в последней из рассмотренных задач выключить лишь вспомогательное электрическое поле E_0, устраняющее искривление траектории частицы, что эквивалентно включению в дело дополнительно томасовской прецессии, за исключением случая, когда скорость частицы β равна скорости источника β_0, рассмотренного в первой задаче.

Итак, вернемся опять к случаю, когда компонентами поля движущегося источника являются :

$$B = B_0\,\gamma_0 \quad \text{и} \quad E = -\,\gamma_0\,[\beta_0 \cdot B_0] \;,$$

где β_0 - скорость источника поля, но скорости частиц в пространстве отличаются от скорости источника. На достаточно малых участках трахоидальной траектории частицы, в которых касательная параллельна скорости источника β_0, связь между векторами $\beta_{1,2}$, $\beta_\wedge$ и β_0 сохраняет, очевидно, тот же простой вид, как и в предыдущей задаче :

$$\beta_1 = \frac{\beta_0 + \beta_\wedge}{1 + \beta_0\beta_\wedge} \;, \qquad \beta_2 = \frac{\beta_0 - \beta_\wedge}{1 - \beta_0\beta_\wedge} \;.$$

Подставляя новые значения компонентов поля и значения скорости частицы $\beta_{1,2}$ в уравнение (5), получим в этом случае следующие выражения:

$$\begin{aligned} \omega'_{s_1} &= \omega_{s_1}\,\gamma_0 = \frac{eB_0\gamma_0^2}{mc}\left[a\left(1-\beta_0\beta_1\right) + \frac{1}{\gamma_1} - \frac{\beta_0\beta_1}{\gamma_1+1}\right] \;, \\ \omega'_{s_2} &= \omega_{s_2}\,\gamma_0 = \frac{eB_0\gamma_0^2}{mc}\left[a\left(1-\beta_0\beta_2\right) + \frac{1}{\gamma_2} - \frac{\beta_0\beta_2}{\gamma_2+1}\right] \;. \end{aligned} \tag{9}$$

Подставляя в них соответствующие значения β_1, β_2 и γ_1 и γ_2, получим после алгебраических преобразований окончательные выражения для частот прецессии спина в масштабе времени движущегося источника поля в виде:

$$\begin{aligned} \omega'_{s_1} &= \frac{eB_0}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma_\wedge}\cdot\frac{\gamma_0 + \gamma_\wedge}{1 + \gamma_0\gamma_\wedge(1 + \beta_0\beta_\wedge)}\right)\cdot\frac{1}{1 + \beta_0\beta_\wedge} \;, \\ \omega'_{s_2} &= \frac{eB_0}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma_\wedge}\cdot\frac{\gamma_0 + \gamma_\wedge}{1 + \gamma_0\gamma_\wedge(1 - \beta_0\beta_\wedge)}\right)\cdot\frac{1}{1 - \beta_0\beta_\wedge} \;, \end{aligned} \tag{10}$$

где $\gamma_\wedge = 1/\sqrt{1-\beta_\wedge^2}$. Эти выражения дают лишь экстремальные значения частот прецессии спина, соответствующие экстремальным значениям скорости частицы в пространстве. На остальных участках траектории частицы, очевидно, частоты будут иметь промежуточные значения, сливающиеся в одно в точках, где вектор скорости частицы в системе источника перпендикулярен вектору скорости источника. В этом частном случае связь между скоростями β , β_0 и $\beta_\wedge$ выражается формулой

$$\beta = \sqrt{\beta_0^2 + \beta_\wedge^2(1-\beta_0^2)} \;,$$

а вектор β образует с направлением поля E угол α, определяемый соотношением

$$\sin\alpha = \beta_0 \,/\, \beta \;.$$

Подставляя эти значения β и $\sin\alpha$ в формулу (5), получим значения частоты прецессии в поперечных по отношению к вектору β_0 направлениях движения частицы вдоль замкнутой в системе источника поля круговой траектории

$$\begin{aligned} \omega'_s = \omega_s\,\gamma_0 &= \frac{e\gamma_0}{mc}\left[\left(a + \frac{1}{\gamma}\right)B_0\gamma_0 - \left(a + \frac{1}{\gamma+1}\right)\beta\,\sin\alpha\; B_0\gamma_0\beta_0\right] = \\ &= \frac{eB_0}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma_\wedge}\cdot\frac{\gamma_0 + \gamma_\wedge}{1 + \gamma_0\gamma_\wedge}\right) \;. \end{aligned} \tag{11}$$

Условиями наблюдения эффекта в системе движущегося источника, как это следует из предыдущей задачи, могут быть исключены лишь общие множители $(1+\beta_0\beta_\wedge)$ и $(1-\beta_0\beta_\wedge)$, присутствующие в выражении (10), и, следовательно, регистрируемые в собственной системе источника частоты прецессии оказываются сложными функциями параметра β_0-скорости источника поля в пространстве. Лишь при β_0=0 формулы (10) и (11) приводят к обычному выражению для прецессии спина частицы, движущейся в магнитном поле,

$$\omega'_s = \frac{eB_0}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma}\right) \;,$$

а при $\beta_\wedge$=0 - к случаю обычной ларморовской прецессии, полученной в первой задаче

$$\omega_s' = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB_o}{mc} .$$

Теперь возникает вполне естественный вопрос: как могло случиться, что исходное уравнение "движения спина", полученное в рамках как будто релятивистски инвариантного подхода, наряду с инвариантными решениями содержит и такое, которое вступает в противоречие с требованием принципа относительности, и тем не менее на его основе удалось определить аномальную часть магнитного момента релятивистского мюона с точностью на уровне 10^{-9} от величины полного момента частицы.

Заметим прежде всего, что инвариантные задачи, рассмотренные выше, соответствуют лишь случаям движений, лишенных какой-либо периодичности во всем интервале изменения переменных, и средние по волновому пакету частицы совпадали со средними значениями и по любым участкам траектории. Покажем теперь, что скорость прецессии, измеряемая в движущейся системе отсчета, усредненная по периоду изменения прецессии все же удовлетворяет требованию принципа относительности. Для этой цели найдем сначала зависимость скорости прецессии от величины и направления скорости частицы в произвольной точке ее траектории.

Требуемое общее решение нетрудно установить, используя выражение для сложения скоростей β_o и $\beta_\wedge$, справедливое в общем случае

$$\beta = \frac{\sqrt{\beta_\wedge^2 + \beta_o^2 + 2\,\beta_\wedge\,\beta_o\cos\theta - \beta^2{}_\wedge\beta^2{}_o\sin^2\theta}}{1 + \beta_\wedge\,\beta_o\,\cos\theta} ,$$

где θ -угол между складываемыми векторами в движущейся системе. При этом величина угла θ' между β и β_o векторами в неподвижной системе связана со значением угла θ соотношением

$$\cos\theta' = \frac{\beta_\wedge\cos\theta + \beta_o}{\sqrt{\beta_\wedge^2+\beta_o^2+2\beta_\wedge\beta_o\cos\theta-\beta_\wedge^2\,\beta_o^2\sin^2\theta}} .$$

По условиям решаемой задачи вектор E всегда ортогонален вектору скорости β_o. Поэтому угол α между векторами E и β связан с углом θ' условием $\sin\alpha = \cos\theta'$, и, следовательно, векторное произведение $[\beta\ E]$, стоящее в формуле (5), сводится к простому выражению:

$$[\beta\ E] = \frac{(\beta_\wedge\cos\theta + \beta_o)\beta_o\gamma_o B_o}{1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta} .$$

В результате исходное уравнение (5) приобретает вид

$$\omega_s' = \frac{eB_o\gamma_o^2}{mc}\left\{a + \frac{1}{\gamma} - (a + \frac{1}{\gamma+1})\cdot\frac{(\beta_\wedge\cos\theta + \beta_o)\beta_o}{1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta}\right\} ,$$

где $\gamma = (1+\beta_\wedge\beta_o\cos\theta)\gamma_o\gamma_\wedge$, и после подстановки γ приводится к виду

$$\omega_s' = \frac{eB_o}{mc(1+\beta_\wedge\beta_o\cos\theta)}\left[a + \frac{1}{\gamma_\wedge}\cdot\frac{\gamma_\wedge + \gamma_o}{1+\gamma_\wedge\gamma_o(1+\beta_\wedge\beta_o\cos\theta)}\right] , \qquad (12)$$

частными случаями которого являются полученные ранее выражения (10) и (11), когда θ=0 или $\pi/2$, соответственно.

Найдем теперь общее выражение для эффективной частоты, действующей на частицу в поле движущегося резонатора, зависящей от сдвига одновременности на его концах, равного

$$\Delta t = -\frac{L_o\beta_o\cos\theta}{c\sqrt{1-\beta_o^2}} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1-\beta_o^2}} ,$$

где L_o - длина резонатора, а $\Delta\tau$ - сдвиг одновременности по собственному времени резонатора в направлении его движения. Очевидно, "набег" числа колебаний на длине L_o на частоте ν_o составляет

$$\Delta N = \nu_o\Delta\tau = \nu\ \Delta t = -\frac{\nu_o L_o\beta_o\cos\theta}{c} .$$

Искомая поправка определяется проекцией относительной скорости частицы на направление движения резонатора

$$\beta_{\text{отн}} = \beta\cos\theta' - \beta_o = \frac{\beta_\wedge\cos\theta\,(1-\beta_o^2)}{1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta}$$

и величиной проекции длины резонатора на это направление. Поэтому

$$\nu_{\text{эф}} = \nu_o\sqrt{1-\beta_o^2} + \frac{\beta_{\text{отн}}\ c\ \Delta N}{L_o\cos\theta\sqrt{1-\beta_o^2}} = \nu_o\sqrt{1-\beta_o^2}\cdot\frac{1}{1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta}$$

и, следовательно, эффективная частота в собственном времени движущегося резонатора, действующая на частицу, есть

$$\nu_{эф} = \nu_o \frac{1}{1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta} .$$

Поэтому при измерении частоты прецессии в движущейся системе отсчета общий множитель $1/(1+\beta_\wedge\beta_o\cos\theta)$, стоящий в выражении (12) для ω'_s, компенсируется, и реально измеряемая локальная скорость прецессии спина как функция угла наблюдения будет иметь вид:

$$\omega''_s = \omega'_s\frac{\nu_o}{\nu_{эф}} = \frac{eB_o}{mc}\left[a + \frac{1}{\gamma_\wedge}\cdot\frac{\gamma_\wedge + \gamma_o}{1+\gamma_\wedge\gamma_c(1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta)}\right] . \quad (13)$$

Для нахождения интересующего нас среднего значения $\overline{\omega''_s}$ за полный период изменения прецессии достаточно теперь вычислить интеграл

$$\overline{\omega''_s} = \frac{eB_o}{\pi mc}\int_0^\pi \omega''_s\, d\theta = \frac{eB_o}{mc}\, a + \frac{eB_o(\gamma_o+\gamma_\wedge)}{\pi mc\gamma_\wedge}\int_0^\pi \frac{d\theta}{1+\gamma_\wedge\gamma_o(1 + \beta_\wedge\beta_o\cos\theta)} .$$

Так как

$$\int\frac{dx}{b+c\cdot\cos x} = \frac{2}{\sqrt{b^2-c^2}}\,\mathrm{arctg}\left[\sqrt{\frac{b-c}{b+c}}\,\mathrm{tg}x\right] \qquad \text{при } b^2>c^2,$$

то искомый интеграл A есть

$$A = \frac{\pi}{\sqrt{b^2-c^2}} = \frac{\pi}{\sqrt{(1+\gamma_\wedge\gamma_o)^2 - \gamma_\wedge^2\gamma_o^2\beta_o^2\beta_\wedge^2}} = \frac{\pi}{\gamma_o+\gamma_\wedge}$$

и, следовательно, действительно, средняя частота прецессии в движущейся системе отсчета описывается инвариантным выражением

$$\overline{\omega''_s} = \frac{eB_o}{mc}\left(a + \frac{1}{\gamma_\wedge}\right) .$$

Таким образом, полученные выше результаты не вступают в противоречие с прецизионными измерениями средней скорости спиновой прецессии, выполненными при высоких энергиях частиц с целью установления величины аномального магнитного момента мюонов, и полученные экспериментальные результаты не содержат поправки, связанной с поступательным движением Земли.

Покажем в заключение, что причиной локального нарушения принципа относительности является существование томасовской прецессии. Для этой цели проанализируем выражение для спиновой прецессии вида

$$\omega_{s-T} = \frac{g}{2}\cdot\frac{e}{mc}\cdot(B - [\beta E]) , \qquad (14)$$

не содержащее поправки на томасовскую прецессию

$$\omega_T = -\frac{e}{mc}\cdot\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}B - \frac{\gamma}{\gamma+1}[\beta E]\right),$$

и убедимся, что оно приводит к инвариантному выражению для локальной скорости прецессии спина в движущейся системе отсчета не только при прямолинейной но и при замкнутой траектории движения частицы. Действительно, подставляя в формулу (14) значения компонентов поля предыдущей задачи $B=\gamma_o B_o$ и $E=-\gamma_o[\beta_o B_o]$ и значение $\beta = \frac{\beta_o+\beta_\wedge}{1+\beta_o\beta_\wedge}$, получим

$$\omega'_{s-T} = \omega_{s-T}\cdot\gamma_o = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB_o\gamma_o^2}{mc}\left(1 - \frac{\beta_o(\beta_o+\beta_\wedge)}{1+\beta_o\beta_\wedge}\right) = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB_o}{mc(1+\beta_o\beta_\wedge)} .$$

Следовательно, измеряемая в этом случае в системе отсчета движущегося источника поля локальная скорость прецессии спина с учетом эффективной частоты, действующей на движущуюся частицу, была бы равна

$$\omega''_{s-T} = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB_o}{mc} ,$$

и, таким образом, действительно измеряемая локальная частота в этом случае не зависела бы от движения системы отсчета.

Следует заметить, что другой формы выражения для спиновой прецессии, приводящей к инвариантным решениям в движущейся системе отсчета, не существует. Однако форма (14) вступает в прямое противоречие с экспериментом при высоких энергиях частиц и не соответствует действительности. В случае продольного магнитного поля единственной формой уравнения "движения" спина, удовлетворяющей требованиям принципа относительности, является

$$\omega_s = \frac{g}{2}\cdot\frac{eB}{mc\gamma} ,$$

что сразу вытекает из лоренцевского замедления времени и неизменности продольных компонентов поля. Во всех промежуточных случаях, когда $[\beta B]\neq 0$, в той или иной мере имеет место томасовская прецессия, и инвариантность локальной скорости прецессии спина неизбежно нарушается.

Для иллюстрации относительной величины нарушения принципа относительности как функции скорости частицы $\beta_\wedge$, следующего из уравнения 13, на рис.1 представлена зависимость непосредственно измеряемого отношения частот $\omega''_{s_2} / \omega''_{s_1}$ при $\theta_2 = \pi$ и $\theta_1 = 0$ от параметра $\gamma_\wedge$ для электронов при различных значениях абсолютной скорости системы отсчета β_0.

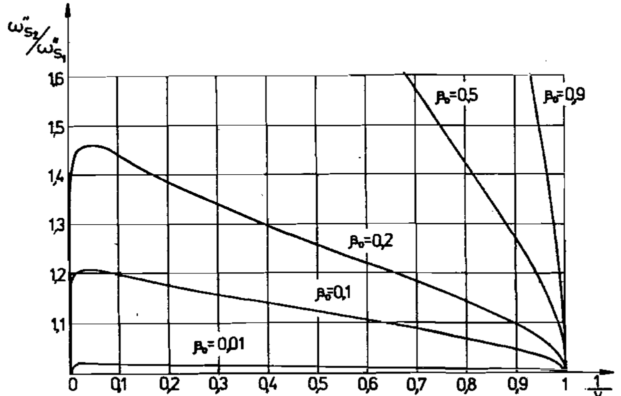

Рис.1

Из приведенных расчетов следует, что величина эффекта примерно линейно возрастает с увеличением лабораторной скорости частицы, достигая максимума при значениях $\beta_\wedge$, близких к единице, а затем падает, стремясь к единице из-за возрастания инвариантного вклада за счет аномальной части магнитного момента частицы. Эффект примерно линейно возрастает также и с увеличением скорости лаборатории в пространстве. В поперечном направлении, как следует из формулы (13), также имеет место нарушение принципа относительности, но лишь второго порядка относительно параметра β_0.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, анализ явления спиновой прецессии, описываемой уравнением (5), приводит к выводу о сильном нарушении принципа относительности в этом процессе вплоть до первого порядка относительно v/c и, следовательно, принципиальной возможности с помощью соответствующих экспериментов на Земле определить не только ее абсолютную скорость, но и направление движения в пространстве. Как легко показать, ни в одном из поставленных до сих пор с этой целью экспериментов этого невозможно было достигнуть из-за лоренцевского изменения физического масштаба (единиц длины, времени и массы) движущейся системы отсчета. Явление

спиновой прецессии, однако, относится к классу движений, для которого лоренцевское преобразование физического масштаба еще не является достаточным условием получения инвариантного решения в движущейся системе отсчета. Как следует из данного анализа, непосредственной причиной нарушения принципа относительности является существование томасовской прецессии $\omega_T = (\gamma-1)v/R$, которая связана с абсолютной кривизной траектории частицы в пространстве $k=1/R$, определяемой действительными компонентами поля и абсолютной скоростью частицы v. В соответствии с этим две крайние ситуации, когда, например, релятивистская частица движется в поле неподвижного магнита, а в другом случае релятивистский магнит налетает на неподвижную частицу, оказываются совершенно различными, несмотря на полное подобие относительных траекторий движения частицы. Действительно, в первом случае томасовская прецессия имеет место и приводит практически к полному прекращению прецессии спина, а во втором - из-за нулевой скорости частицы она отсутствует, и в начальный момент времени прецессия спина совпадает с ларморовской. Очевидно, что изменение физического масштаба и условий измерения не способно обеспечить тождественность результатов измерений в этих крайних мыслимых ситуациях.

Реальный эксперимент по обнаружению нарушения принципа относительности может быть выполнен на накопительном кольце с поляризованным пучком электронов при энергиях в интервале 1÷30 МэВ путем измерения величины суточной вариации резонансной частоты деполяризации пучка внешним радиочастотным полем на криволинейных участках его траектории. Обнаружение такого эффекта позволит решить спор о существовании привилегированной системы отсчета, являющейся исходной в концепции Лоренца, и открыть путь для изучения материальной структуры физического вакуума, объяснения механизма всеобщего изменения физического масштаба движущейся системы отсчета, наблюдаемого в повседневных опытах, и создания основ последовательной механики, соответствующей материальному пространству с конечной скоростью распространения взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Меллер. Теория относительности, 2.8. Атомиздат.М., 1975.
2. V.Bargmann L.Michel and V.L.Telegdi. Phys Rev. lett. 1959,2, p 435.
3. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Квантовая электродинамика, "Наука", М. 1980 Т.4.
4. Дж.Филд, Э.Пикассо, Ф.Комбли. УФН, т.127, вып. 4.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 декабря 1989 года.