

УДК 530.12:531.18:539.121.43

**МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА И ТОМАСОВСКАЯ ПРЕЦЕССИЯ****Е.Е. Занимонский<sup>1</sup>, Ю.П. Степановский<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Физический факультет, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4  
E-mail: [yevgenzan@mail.ru](mailto:yevgenzan@mail.ru)<sup>2</sup>Институт теоретической физики имени А.И. Ахиезера  
ННЦ «Харьковский физико-технический институт», 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1  
E-mail: [yustep@kipt.kharkov.ua](mailto:yustep@kipt.kharkov.ua)

Поступила в редакцию 5 мая 2010 г.

Рассматривается прецессия спина при релятивистском движении электрона в постоянном электромагнитном поле. Экспериментальное исследование этой прецессии позволяет с высокой точностью измерить магнитный момент электрона и тем самым подтвердить корректность трактовки Томасом и Мёллером прецессии Томаса. Это означает, что предлагаемое в недавних работах новое выражение для прецессии Томаса является неправильным как противоречащее эксперименту. Получено выражение для томасовского поворота, возникающего в результате трех последовательных преобразований Лоренца, отличающегося от вигнеровского поворота, приводящего к неправильному выражению для томасовской прецессии в релятивистском случае. При расчете томасовского поворота используется представление о малой группе Лоренца.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** группа Лоренца, спин, магнитный момент, гиромагнитное отношение, прецессия.**ELECTRON MAGNETIC MOMENT AND THOMAS PRECESSION****Y.Y. Zanimonskiy<sup>1</sup>, Yu.P. Stepanovsky<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Physics Department of Karazin National University  
4, Svobody Square, Kharkov, 61077, Ukraine.<sup>2</sup>Akhiezer Institute for Theoretical Physics, National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"  
1, Academicheskaja Street, Kharkov, 61108, Ukraine.

The spin precession of relativistic electron in the constant electromagnetic field is considered. The experimental investigation of this precession permits to measure electron magnetic moment with great accuracy. It confirms the correctness of Thomas and Møller approach to the study of Thomas precession. On this reason it is stated that recently suggested new formula for description of Thomas precession is wrong. The mathematical expression for Thomas rotation as the result of the sequence of some specific three Lorentz transformations is obtained. Thomas rotation is different from Wigner rotation that is the sequence of three Lorentz boosts. Thomas rotation in contrast to Wigner rotation corresponds to correct Thomas and Møller formula for Thomas spin precession of relativistic electron. In calculation of Thomas rotation the notion of little Lorentz group is used.

**KEY WORDS:** Lorentz group, spin, magnetic moment, gyromagnetic ratio, precession.**МАГНІТНИЙ МОМЕНТ ЕЛЕКТРОНУ ТА ТОМАСІВСЬКА ПРЕЦЕСІЯ****Є.Є. ЗАНИМОНСЬКИЙ<sup>1</sup>, Ю.П. СТЕПАНОВСЬКИЙ<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Фізичний факультет  
61077, м. Харків, м. Свободи, 4<sup>2</sup>Інститут теоретичної фізики імені О.І. Ахієзера ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»  
61108, м. Харків, вул. Академічна, 1

Розглядається прецесія спіна при релятивістському русі електрона у постійному електромагнітному полі. Експериментальне дослідження цієї прецесії дозволяє з високою точністю вимірити магнітний момент електрона та тим самим ствердити коректність підходу Томаса та Меллера до дослідження прецесії Томаса. Це означає, що новий вираз для прецесії Томаса, який запропоновано у недавніх роботах, є помилковим, як такий, що суперечить експерименту. Отримано вираз для томасівського повороту, який виникає в результаті трьох послідовних перетворень Лоренца, що відрізняється від вигнерівського повороту, який приводить до невірному виразу томасівської прецесії в релятивістському випадку. При обчисленні томасівського повороту використовується поняття малої групи Лоренца.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** група Лоренца, спин, магнітний момент, гіромагнітне відношення, прецесія.

В недавніх роботах Г.Б. Малькіна [1] і В.И. Ритуса [2] було подвергнуто критике классическое выражение, полученное Л.Х. Томасом [3] и К. Мёллером [4, 5] для прецессии спина частицы, движущейся с ускорением в лабораторной системе отсчета, при условии, что в системе покоя частицы прецессия отсутствует. Работы Малькіна и Ритуса содержат много интересного и важного материала относительно прецессии Томаса, однако, утверждения о некорректности выражения для прецессии Томаса, полученного Томасом и Мёллером, основаны на недоразумении. В работах [1, 2] используются *правильные* формулы для вигнеровского поворота спина, но при расчете вигнеровского поворота нарушается вышеприведенное условие и в системе покоя частицы прецессия не отсутствует. Вигнеровский поворот возникает при трех

последовательных переходах в движущиеся системы отсчета (при трех *чистых* преобразованиях Лоренца (*бустах*)), при этом получаемая в результате третьего перехода система отсчета покоится относительно исходной. Томасовский поворот – это результат трех последовательных изменений скорости системы отсчета (из них только первое изменение скорости соответствует *чистому* преобразованию Лоренца), при этом каждое изменение скорости производится так, чтобы частица (система отсчета) не подвергалась повороту в сопутствующей ей системе отсчета. Мы вычислим соответствующий томасовский поворот, а также обсудим вопрос о том, как измерения величины магнитного момента электрона подтверждают выражения Томаса и Мёллера для томасовской прецессии.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель работы – выяснить причину разногласий, возникающих при обсуждении прецессии Томаса. Подвергнутое недавно критике классическое выражение для томасовской прецессии, полученное Томасом и Мёллером, уже давно с большой точностью подтверждено в экспериментах по измерению магнитного момента электрона [7, 8]. Мы получим выражение для томасовского поворота (аналогичного вигнеровскому повороту) соответствующего трем последовательным преобразованиям Лоренца, переводящим покоящуюся частицу (или систему отсчета) в первоначальное состояние покоя (*без поворотов в сопутствующих системах отсчета*). Томасовский поворот совпадает с вигнеровским поворотом при малых относительных скоростях систем отсчета, но эти повороты отличаются друг от друга в релятивистском случае, чем объясняется некорректность применения вигнеровского поворота в работах [1,2] к исследованию прецессии Томаса.

### ПРЕЦЕССИЯ ТОМАСА И УРАВНЕНИЕ БАРГМАНА-МИШЕЛЯ-ТЕЛЕГДИ

Релятивистски ковариантное описание спина электрона впервые появилось в 1955 г. в работе Л. Мишеля и А. С. Вайтмана [9]. Ни Томас в 1927 г [3], ни Мёллер в 1952 г. [4] еще не были знакомы с таким описанием. Однако Томас догадался описывать электрон с помощью некоторой «оси». Его статья [3] называлась: «О кинематике электрона с осью», а Мёллер в своей книге [4] также рассматривал прецессию некоторых «осей», представляющих собой орты определенной системы отсчета (мы специально сослались на книгу Мёллера 1952 г. издания [4], а не только на русский перевод этой книги 1975 г. [5], в которой разделы, посвященные прецессии Томаса, повторяют без изменений соответствующие разделы книги 1952 г.). Чуть дальше мы выясним, какое отношение имеют эти «оси» к описанию спина электрона, а пока приведем совершенно прозрачный вывод прецессии Томаса, принадлежащий Мёллеру.

Рассмотрим единичный пространственно-подобный 4-вектор  $s$ ,  $s^2 = 1$ . Этот 4-вектор соответствует «оси», связанной с электроном у Томаса [3], а у Мёллера [4] – с одним из ортов некоторой системы отсчета, и, как мы увидим далее, этот вектор представляет собой всегда существующую определенную 4-ось, на которую проекция спина электрона равна  $\hbar/2$  (в дальнейшем мы будем говорить просто о проекции  $1/2$ ). Для *полностью поляризованного* релятивистского электрона с определенным 4-импульсом  $p = mu$  (то есть, *обладающего волновой функцией*, удовлетворяющей уравнению Дирака) 4-вектор  $s$  совпадает с 4-вектором поляризации электрона, введенным Мишелем и Вайтманом [9] (разумеется, все, о чем мы говорим, относится не только к электрону, но и к любой частице со спином  $1/2$ ). Теперь, предположим, что рассматривается квазиклассическое движение электрона, когда можно говорить о его 4-скорости  $u$ , зависящей от собственного времени  $\tau$ . В системе покоя электрона 4-вектор  $s$  определяет чисто пространственную ось, то есть 4-вектор  $s$  не имеет четвертой компоненты. Таким образом, мы полагаем справедливыми соотношения

$$s^2 = 1, \quad su = 0. \quad (1)$$

Дифференцируя соотношения (1) по собственному времени, получим

$$s\dot{s} = 0, \quad \dot{s}u + s\dot{u} = 0. \quad (2)$$

Разложим 4-вектор  $\dot{s}$  по двум составляющим  $u$  и  $W$ ,  $uW = 0$ , ортогональным  $s$ ,

$$\dot{s}_\mu = \alpha u_\mu + W_\mu. \quad (3)$$

Мы приняли условие, что *в системе покоя частицы прецессии нет*, а это означает, что 4-вектор  $W_\mu = 0$ .

Учитывая (2) и используя метрику, в которой  $u^2 = -1$  (мы полагаем скорость света  $c = 1$ ), окончательно получаем формулу Мёллера, описывающую прецессию Томаса,

$$\dot{s}_\mu = -(su)\dot{u}_\mu. \quad (4)$$

Если мы учтем, что, в действительности, если электрон движется в электромагнитном поле, прецессия спина в системе покоя электрона есть и определяется формулой

$$\frac{d}{dt}\vec{s} = 2[\vec{\mu}, \vec{H}], \quad \vec{\mu} = \frac{g}{2} \frac{e}{2m} \vec{s}, \quad (5)$$

то, вместо (4), мы получим уравнение

$$\dot{s}_\mu = \frac{g}{2} \frac{e}{m} F_{\mu\nu} s_\nu + \frac{(g-2)}{2} (s\dot{u}) u_\mu, \quad (6)$$

кото́рое при использовании уравнений движения электрона

$$\dot{u}_\mu = \frac{e}{m} F_{\mu\nu} u_\nu \quad (7)$$

переходит в уравнение Баргмана-Мишеля-Телегди [9]

$$\dot{s}_\mu = \frac{g}{2} \frac{e}{m} F_{\mu\nu} s_\nu + \frac{(g-2)}{2} \frac{e}{m} (F_{\rho\sigma} s_\rho u_\sigma) u_\mu. \quad (8)$$

Отметим, что вывод прецессии вектора поляризации фотона, связанной с *геометрической фазой* Рытова-Владимирского-Берри [10, 11], формально совпадает с рассмотренным нами выводом томасовской прецессии, отличаясь, в основном, своей трехмерностью. Речь идет о фотоне, распространяющемся по некоторой кривой в негиротропной оптической среде, или в изогнутом оптическом волокне. В этом случае, вместо (1), мы имеем соотношения

$$\vec{e}^2 = 1, \quad \vec{e}\vec{n} = 0, \quad (9)$$

где  $\vec{e}$  – вектор поляризации фотона,  $\vec{n}$  – единичный вектор, направленный по касательной к кривой, по которой распространяется фотон. Дифференцируя (9) по времени, получим

$$\vec{e}\dot{\vec{e}} = 0, \quad \dot{\vec{e}}\vec{n} + \vec{e}\dot{\vec{n}} = 0. \quad (10)$$

Теперь разложим вектор  $\dot{\vec{e}}$  по полному набору векторов, ортогональных  $\vec{e}$ ,

$$\dot{\vec{e}} = \alpha\vec{n} + \beta[\vec{n}, \vec{e}]. \quad (11)$$

Для негиротропной среды  $\beta = 0$ , а  $\alpha$  вычисляем, используя (10), и окончательно получаем соотношение аналогичное (4),

$$\dot{\vec{e}} = (\vec{e}\dot{\vec{n}})\vec{n}, \quad (12)$$

то есть прецессия вектора поляризации фотона определяется исключительно траекторией фотона (состояние фотона с линейной поляризацией есть суперпозиция двух состояний, поляризованных по кругу, каждое из которых при движении фотона приобретает свою *геометрическую фазу* (фазу Берри), что и приводит к прецессии (12)).

#### РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОПИСАНИЕ СПИНА ЭЛЕКТРОНА, ОТЛИЧИЕ СПИНА ½ ОТ БОЛЕЕ ВЫСОКИХ СПИНОВ

Рассмотрим нерелятивистский электрон, описываемый спинором  $\psi$ . Мы знаем, что состояние электрона,

спин которого направлен по оси  $z$ , описывается спинором  $\psi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ . В квантовой механике произвольное

состояние системы может быть получено из фиксированного состояния с помощью унитарного преобразования. Это означает, что произвольное состояние электрона  $\psi$  может быть получено из данного фиксированного состояния  $\psi_0$  с помощью фазового преобразования  $\Lambda_1 = e^{i\chi}$  и унитарного унимодулярного преобразования  $\Lambda_2 \in SU(2)$ , где  $SU(2)$  – группа унитарных унимодулярных матриц. Но, вследствие существования гомоморфного отображения  $SU(2) \rightarrow SO(3)$ , каждому такому унитарному преобразованию соответствует некоторое трехмерное вращение, то есть любое состояние электрона может быть получено из состояния  $\psi_0$  с помощью трехмерного поворота. Таким образом, мы приходим к заключению, что *каково бы ни было состояние нерелятивистского электрона, всегда найдется ось, вдоль которой направлен спин электрона* [12]. 4-вектор поляризации  $s$ , который мы рассматривали в предыдущем разделе, – это ковариантное обобщение единичного вектора  $\vec{s}$ , указывающего направление этой оси, вдоль которой направлен спин электрона в системе покоя электрона. 4-вектор  $s$  очень неудобен для описания ультрарелятивистских электронов. Это связано с тем, что, как следует из условий (1), пространственная часть вектора  $s$  удовлетворяет следующим соотношениям (считаем, что импульс частицы направлен вдоль оси  $z$ )

$$s_x^2 + s_y^2 + \left(\frac{m}{\varepsilon}\right)^2 s_z^2 = 1, \quad (13)$$

то есть концы вектора  $\vec{s}$  лежат на поверхности эллипсоида вращения, с малой полуосью, равной 1, и большой, равной  $\frac{\epsilon}{m}$ , (см. рис. 1, на котором изображены три эллипса с разными  $\frac{\epsilon}{m}$ ), и при энергии электрона, равной, например, 50 ГэВ, мы вынуждены иметь дело с эллипсоидом, растянутым в 100 000 раз, что крайне неудобно.

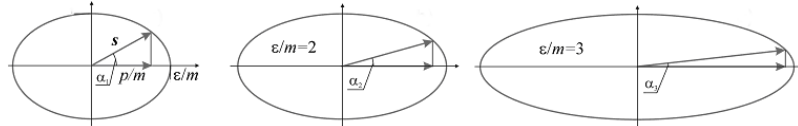


Рис. 1. Зависимость длины вектора поляризации от его направления относительно импульса частицы для различных случаев отношения  $\epsilon/m$

Чтобы избежать этих неудобств, вместо вектора  $\vec{s}$ , мы введем единичный вектор

$$\vec{\xi} = \vec{s} - \frac{(\vec{s}\vec{v})\vec{v}}{v^2} + \frac{(\vec{s}\vec{v})\vec{v}}{v^2} \frac{m}{\epsilon}, \tag{14}$$

где  $\vec{v}$  – вектор скорости частицы. Из формулы Мёллера (4) с помощью элементарных вычислений получается классическое выражение для прецессии вектора  $\vec{\xi}$ ,

$$\dot{\vec{\xi}} = \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) \frac{[[\vec{v}, \dot{\vec{v}}]\vec{\xi}]}{v^2}. \tag{15}$$

Как в общем случае видоизменить описание поляризации ультрарелятивистского электрона и избавиться от ненужных больших чисел, не несущих никакой физической смысловой нагрузки, рассказывается в книге [12], и мы не будем на этом останавливаться.

Согласно теореме, которую Э. Майорана доказал в 1932 г. [13], а Р. Пенроуз переоткрыл в 1960 г. [14], произвольное состояние нерелятивистской частицы со спином  $S$  требует для своего полного описания введения  $2S$  штук единичных векторов («осей») и наглядное представление такого состояния будет выглядеть следующим образом (см. рис. 2). Потому томасовской прецессии будет подвергаться весь набор этих векторов.

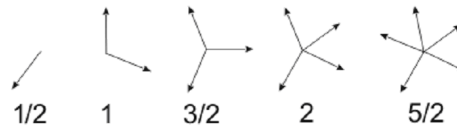


Рис. 2. Описание частиц со спином  $S$  с помощью наборов единичных векторов

### ИЗМЕРЕНИЕ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ДЛЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЭЛЕКТРОНА И ПРЕЦЕССИЯ ТОМАСА

В настоящее время точность измерения гиромагнитного отношения для магнитного момента электрона соответствует тому, как если бы расстояние до Луны было измерено с точностью до одной десятой миллиметра! Согласно [15],  $g/2=1.001\ 159\ 652\ 180\ 73\ (28)$ . В 1985 году Х.Г. Демельт (Нобелевская премия по физике за 1989 г. [16]) с сотрудниками непрерывно в течение 10 месяцев удерживали в электромагнитной ловушке один-единственный электрон! Ловушка была специально построена для измерения магнитного момента электрона, гиромагнитное отношение для которого было найдено равным  $g/2=1.001\ 159\ 652\ 188\ (4)$ . Это наблюдаемое значение с точностью до 10 знаков после запятой совпадало с теоретическими расчетами, выполненными Т. Киношитою в 1988 году [17]. Обсуждение различных способов измерения величины  $g$  можно найти в книге [18]. Довольно точным методом измерения  $g$ , а, точнее,  $g - 2$ , является метод прецессии. Если мы посмотрим на соотношения (6) и (7), то увидим, что при  $g = 2$  уравнения для изменения во времени 4-вектора поляризации и 4-вектора скорости совпадают, что приводит к тому, что при движении в постоянном магнитном поле угол между пространственной частью вектора поляризации и скоростью электрона сохраняется во времени. При  $g \neq 2$  вектор поляризации прецессирует относительно вектора скорости с частотой, равной частоте томасовской прецессии, умноженной на  $(g - 2)/2(\sqrt{1-v^2} - 1)$  [9]. Измерение частоты этой прецессии позволяет найти величину  $g - 2$ , а поскольку величина  $g - 2$  хорошо известна из других экспериментов, то можно считать, что в этих прецессионных экспериментах измеряется частота прецессии Томаса. В работах Малькина [1] и Ритуса [2] утверждается, что Томас и Мёллер зависили частоту томасовской

прецесии в  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$  раз. Однако это утверждение противоречит опыту, поскольку эксперименты [7] проводились при  $\gamma = 25\,000$  и наблюдалось полное согласие теории и эксперимента.

#### МАЛАЯ ГРУППА ЛОРЕНЦА И ТОМАСОВСКИЙ ПОВОРОТ

Пусть  $a$  – некоторый времени-подобный 4-вектор. Рассмотрим ортогональное преобразование ( $a$  - симметрию)

$$O_{\mu\nu}(a) = -\delta_{\mu\nu} + 2\frac{a_\mu a_\nu}{a^2}. \quad (16)$$

Ясно, что преобразование (16) не изменяет 4-вектор  $a$  и изменяет знак всех 4-векторов, ортогональных  $a$ . Преобразование

$$L_{21} = O(u_2)O(u_1 + u_2), \quad (17)$$

представляет собой преобразование Лоренца, переводящее 4-вектор скорости  $u_1$  в 4-вектор скорости  $u_2$  и оставляет неизменными 4-векторы, ортогональные  $u_1$  и  $u_2$ . Если  $u_1 = (0,0,0,i)$ , то  $L_{21}$  – это обычное чистое преобразование Лоренца (буст). Рассмотрим последовательное действие трех преобразований Лоренца  $L_{21}$ ,  $L_{32}$  и  $L_{13}$ , при которых происходят следующие изменения скорости некоторого объекта, движущегося первоначально с 4-скоростью  $u_1$ ,  $u_1 \rightarrow u_2 \rightarrow u_3 \rightarrow u_1$ , причем каждое из этих преобразований Лоренца является чистым преобразованием Лоренца в сопутствующих системах отсчета, движущихся соответственно со скоростями  $u_1$ ,  $u_2$  и  $u_3$ . Тогда результирующее преобразование  $L_{13}L_{32}L_{21} = L(\varphi, n, u_1)$  представляет собой преобразование малой группы Лоренца  $L(\varphi, n, u_1)$ , являющееся пространственно-подобным поворотом сразу вокруг двух 4-векторов  $n$  и  $u_1$  на угол  $\varphi$ . Малая группа Лоренца, введенная Е. Вигнером в его классической работе [19], – это, по определению, те преобразования собственной группы Лоренца, которые оставляют неизменным некоторый 4-вектор импульса  $p$  (или, соответственно, 4-вектор скорости  $u$ ). Обычно используются инфинитезимальные преобразования малой группы Лоренца [20, 21], преобразование же малой группы Лоренца в общем случае имеет вид  $n^2 = -u^2 = 1$ ,  $(nu) = 0$ ,

$$L_{\mu\nu}(\varphi, n, u) = n_\mu n_\nu + (\delta_{\mu\nu} - n_\mu n_\nu) \cos \varphi - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} n_\rho u_\sigma \sin \varphi \quad (18)$$

Мы воспользуемся тем, что релятивистский биспинор Дирака при преобразовании малой группы Лоренца подвергается следующему преобразованию

$$\psi' = \exp(i\gamma_5 \hat{n} \frac{\varphi}{2}) = (\cos \frac{\varphi}{2} - i\gamma_5 \hat{n} \sin \frac{\varphi}{2}) \psi, \quad (19)$$

где  $\hat{n} \equiv n_\mu \gamma_\mu$ ,  $\hat{u} \equiv u_\mu \gamma_\mu$ ,  $\gamma_\mu$  – матрицы Дирака. Учитывая, что при ортогональной  $a$ -симметрии (16) дираковский биспинор преобразуется следующим образом

$$\psi' = \frac{\hat{a}}{\sqrt{a^2}} \psi, \quad (20)$$

получим для томасовского поворота биспинора следующее выражение

$$\psi' = \frac{\hat{u}_1(\hat{u}_1 + \hat{u}_3)\hat{u}_3(\hat{u}_3 + \hat{u}_2)\hat{u}_2(\hat{u}_1 + \hat{u}_2)}{\sqrt{u_1^2(u_1 + u_3)^2 u_3^2(u_3 + u_2)^2 u_2^2(u_1 + u_2)^2}} \psi. \quad (21)$$

Из (21) следует формула, определяющая  $n_\mu$  и  $\varphi$ ,

$$\sin \frac{\varphi}{2} n_\mu = \frac{i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} u_\nu^1 u_\rho^2 u_\sigma^3}{\sqrt{2(1 - u_1 u_2)(1 - u_2 u_3)(1 - u_3 u_1)}}, \quad (22)$$

В случае  $u_1 = (0,0,0,i)$ , мы получаем обычный поворот на угол  $\varphi$  вокруг единичного вектора  $\vec{n}$ ,  $\varphi$  и  $\vec{n}$  определяются следующей формулой

$$\sin \frac{\varphi}{2} \vec{n} = \frac{-[\vec{v}_2, \vec{v}_3]}{\sqrt{2(\sqrt{1-v_2^2} + 1)(\sqrt{1-v_3^2} + 1)(\sqrt{1-v_2^2}\sqrt{1-v_3^2} + 1 - \vec{v}_2 \vec{v}_3)}}. \quad (23)$$

Формула (23) определяет *томасовский* поворот (аналогичный вигнеровскому повороту, корректно описывающему прецессию Томаса только в нерелятивистском случае), который (в отличие от вигнеровского поворота) приводит к *правильной* частоте томасовской прецессии, полученной Томасом [3] и Мёллером [4] (именно эта частота следует также из формулы (4) (см. (15)) и согласуется с прецессионными ( $g - 2$ )-измерениями). Полагая в (23)  $\vec{v}_2 = \vec{v}$ ,  $\vec{v}_3 = \vec{v} + \Delta\vec{v}$ ,  $\sin \frac{\varphi}{2} \vec{n} \rightarrow \frac{\varphi}{2} \vec{n} \rightarrow \frac{\Delta\vec{\varphi}}{2}$ , найдем, что

$$\Delta\vec{\varphi} = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}\right) \frac{[\vec{v}, \Delta\vec{v}]}{v^2}. \quad (24)$$

Окончательно для угловой частоты томасовской прецессии  $\vec{\omega}_{Th} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$ , получим результат Томаса [3] и Мёллера [4]

$$\vec{\omega}_{Th} = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}\right) \frac{[\vec{v}, \dot{\vec{v}}]}{v^2} \quad (25)$$

### ВЫВОДЫ

Приведены доводы в пользу того, что критика классического выражения (25) для томасовской прецессии [1, 2] неправомерна. Классическое выражение (25) давно и с большой точностью подтверждено в прецессионных измерениях магнитного момента электрона [6, 7]. Некорректным в работах [1, 2] является трактовка томасовской прецессии с помощью вигнеровского поворота, так как при чистых преобразованиях Лоренца (бустах) нарушается основное требование к томасовской прецессии: *частица (система отсчета) ускоряется из состояния покоя без воздействия поворотов*. В работе определен и рассчитан новый, *томасовский*, поворот, который трактуется как преобразование малой группы Лоренца. *Томасовский* поворот удовлетворяет вышеприведенному требованию отсутствия вращений в сопутствующей системе и приводит к классическому выражению (25) для прецессии Томаса.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малыкин Г.Б. Прецессия Томаса: корректные и некорректные решения // УФН. – 2006. – Т. 176, №8. – С. 865-882.
2. Ригус В.И. О различии подходов Вигнера и Мёллера к описанию прецессии Томаса // УФН. – 2007. – Т. 177, №1. – С. 105-112.
3. Thomas L.H. The Kinematics of an Electron with an axis // Philos. Mag. – 1927. – Vol. 3. – P. 1-23.
4. Møller C. The Theory of Relativity. – Oxford: Clarendon Press, 1952. – 396 p.
5. Мёллер К. Теория относительности. – Москва: Атомиздат, 1975. – 400 с.
6. Combley F., Farley F.J. M., Field J.H., Picasso E.  $g - 2$  Experiments as a Test of Special Relativity // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 42. – P. 1383-1385.
7. Cooper P.S., Alguard M.J., Ehrlich R.D., Hughes V.W. et al. Experimental Test of Special Relativity from a High- $\gamma$  Electron  $g - 2$  Measurement // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 42. – P. 1386-1389.
8. Michel L., Wightman A.S. Covariant Description of Polarization // Phys. Rev. – 1955. – V. 98. – P.1190.
9. Bargmann V., Michel L., Telegdi V.L. Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field // Phys. Rev. Lett. – 1959. – Vol. 2. – P. 435-436.
10. Виницкий С.И., Дербов В.Л., Дубовик В.М., Марковски Б., Степановский Ю.П. Топологические фазы в квантовой механике и поляризационной оптике // УФН. – 1990. – Т.160, Вып. 6. – С. 1-49.
11. Занимонский Е.Е., Степановский Ю.П. Общерелятивистская прецессия спина как проявление геометрической фазы Рытова-Владимирского-Берри // Вісник ХНУ. Серія фізична: Ядра, частинки, поля. – 2007. – № 777. – Вип. 2 /34/. – С.51-55.
12. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, 4-ое изд. – Москва: Наука, 1981. – 432 с.
13. Majorana E. Atomi orientati in campo magnetico variabile // Nuovo Cimento. – 1932. – Vol. 9. – P. 43-50.
14. Penrose R. A spinor approach to general relativity // Ann. of Phys. – 1960 – Vol. 10. – P.171-201.
15. Hanneke D., Fogwell S., Gabrielse G. New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – P.120801- 120804.
16. Демельт Х.Г. Эксперименты с покоящейся изолированной субатомной частицей // УФН. – 1990. – Т.160, Вып. 12. – С. 129-139.
17. Kinoshita T. Fine-Structure Constant Derived from Quantum Electrodynamics // Metrologia. – 1988. – Vol. 25. – P. 233-237.
18. Кесслер И. Поляризованные электроны. – Москва: Мир, 1988. – 368 с.
19. Wigner E.P. On Unitary Representations of the Inhomogeneous Lorentz group // Annals of Math. – 1939. – Vol. 40. – P. 149-204.
20. Степановский Ю.П. Малая группа Лоренца и уравнения свободных безмассовых полей с произвольными спинами // УФЖ. – 1964. – Т. IX. - № 11. – С. 1165-1168.
21. Степановский Ю.П. О волновых уравнениях безмассовых полей // ТМФ. – 1981. – Т. 47. – № 3. – С. 343-351.