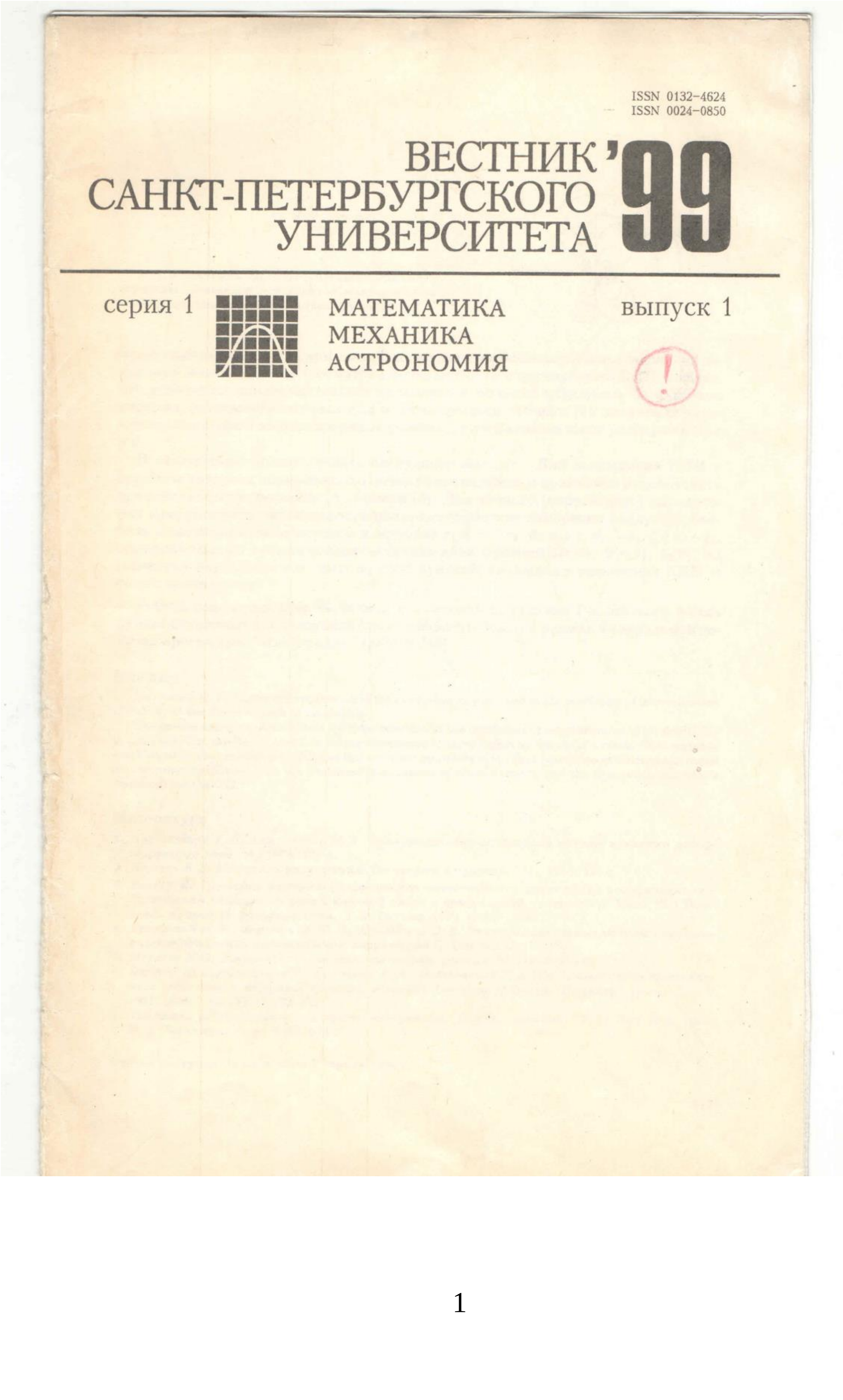
Шихобалов Л. С. О строении физического вакуума // Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 1: Математика, механика, астрономия. — 1999. — Вып. 1 (№ 1). — С. 118 – 129.



УДК 530.1; 530.12:531.18; 537.8 Вестник СПбГУ. Сер. 1, 1999, вып. 1 (№ 1)

Л. С. Шихобалов

О СТРОЕНИИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

В квантовой теории поля вакуум понимается как состояние поля с минимальной энергией и отсутствием частиц. Его определением служит уравнение $A(\psi) = 0$ (A — оператор уничтожения частиц, ψ — волновая функция). Это уравнение обосновывается невозможностью уничтожить частицу в состоянии, в котором ее нет. Таким образом, традиционно физический вакуум определяется опосредованно через свойства частиц. Это не вполне удовлетворительно с методологической точки зрения, поскольку описание областей пространства-времени, содержащих только вакуум, естественно было бы вести без обращения к свойствам объектов, которых в этих областях нет. Кроме того, учитывая, что одним из свойств вакуума является возможность рождения частиц, было бы более последовательно как раз свойства частиц определять через свойства вакуума, а не наоборот; это можно было бы сделать, например, приняв, что частицы есть некие структуры вакуума — образования наподобие вихрей в жидкости или дислокаций в кристалле.

Сказанное приводит к постановке следующей задачи: *построить модель физического вакуума как самостоятельного объекта, не зависящего от свойств частиц; при этом вакуум должен удовлетворять геометрии пространства Минковского, а элементарные частицы должны выступать в роли его структур.*

Настоящая работа представляет собой начальный этап решения данной задачи. Построение модели вакуума ведется на основе результатов статьи [1].

1. Лучистая модель частицы. В [1] предложена новая модель электрически заряженной частицы в пространстве Минковского M. Согласно этой модели *частица* есть совокупность исходящих из одной точки — *центра* частицы — прямолинейных времениподобных лучей, равномерно заполняющих внутренность светового конуса будущего (рис. 1). Частица считается недеформируемой (абсолютно жесткой); это означает, что при движении частицы вдоль мировой линии L остаются неизменными интервалы между всеми ее точками и углы между всеми лучами. Принимается также, что при таком движении не изменяются углы между лучами, составляющими частицу, и касательной к линии L в точке нахождения центра частицы (все указанные интервалы и углы измеряются в метрике пространства M). Мировая линия L предполагается гладкой и времениподобной. В дальнейшем точки частицы (являющиеся точками составляющих ее лучей) будем называть *элементами* частицы или луча, чтобы не путать эти движущиеся в M фрагменты модели с неподвижными точками самого пространства M.

4-*скорость* $\mathbf{i}_0$ произвольного элемента частицы определяется как производная вектора перемещения элемента по натуральному параметру l на мировой линии L; она описывается выражением

$$\mathbf{i}_0 = \mathbf{i} + \left(\frac{d\mathbf{i}}{dl}\,\mathbf{i} - \mathbf{i}\,\frac{d\mathbf{i}}{dl}\right) \cdot \mathbf{Q}, \tag{1.1}$$

где $\mathbf{i}$ — направляющий орт касательной к L, ориентированный в сторону будущего ($\mathbf{i} \cdot \mathbf{i} = 1$); $\mathbf{Q}$ — вектор, соединяющий центр частицы с рассматриваемым элементом; точка — знак скалярного умножения; тензорное произведение векторов здесь и далее обозначается без знака умножения между сомножителями; параметр l выбирается возрастающим в направлении от прошлого к будущему; величины $\mathbf{i}$ и $d\mathbf{i}/dl$ относятся к точке линии L, совпадающей с центром частицы. Для центра

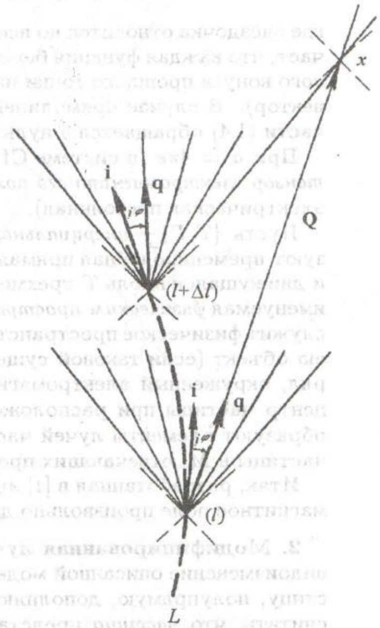


Рис. 1. Два положения частицы на мировой линии.
Угол $i\varphi$ не меняется при движении частицы; тонкие штриховые линии — световые конусы.

частицы $\mathbf{i}_0 = \mathbf{i}$. В частном случае прямолинейной L, в силу $\mathbf{i} = \mathrm{const}$, для всех элементов частицы выполняется $\mathbf{i}_0 = \mathbf{i}$. Отметим, что величина l/c есть *собственное время* частицы (c — скорость света).

Каждому элементу луча сопоставляется антисимметричный двухвалентный тензор (бивектор)

$$\mathbf{q}\,\mathbf{i}_0 - \mathbf{i}_0\,\mathbf{q}, \tag{1.2}$$

где $\mathbf{q}$ — направляющий орт луча, ориентированный в сторону будущего ($\mathbf{q}\cdot\mathbf{q} = 1$).

Вследствие движения частицы вдоль мировой линии через каждую фиксированную точку x пространства Минковского M проходят в разные моменты времени разные лучи частицы (см. рис. 1). Суммирование по всем таким лучам тензоров (1.2) с весом, пропорциональным плотности лучей в окрестности x, приводит к тензору

$$F(x) = a \int\limits_{(L_-)} \frac{\mathbf{q}\,\mathbf{i}_0 - \mathbf{i}_0\,\mathbf{q}}{S(Q)}\, dl. \tag{1.3}$$

Здесь a — числовой коэффициент; L_- — участок мировой линии L, содержащийся внутри светового конуса прошлого точки x; $\mathbf{q}$ — направляющий орт луча, проходящего через точку x; $\mathbf{i}_0$ — 4-скорость элемента луча, находящегося в x; Q — интервал между центром частицы и точкой x; $S(Q)$ — площадь той компоненты связности псевдосферы радиуса Q, которая располагается во внутренней области светового конуса будущего. Величину $F(x)$ можно трактовать как тензорное поле, создаваемое частицей в пространстве M.

Расчет поля F по формуле (1.3) с учетом (1.1) дает

$$F(x) = \left.\frac{a(\mathbf{Qi} - \mathbf{iQ})}{4\pi(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{i})^3}\right|_* + \left.\frac{a\left[(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{i})\left(\mathbf{Q}\frac{d\mathbf{i}}{dl} - \frac{d\mathbf{i}}{dl}\mathbf{Q}\right) - \left(\mathbf{Q}\cdot\frac{d\mathbf{i}}{dl}\right)(\mathbf{Qi} - \mathbf{iQ})\right]}{4\pi(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{i})^3}\right|_*, \tag{1.4}$$

где звездочка относится ко всем функциям в помеченном ею выражении и обозначает, что каждая функция берется в точке y пересечения мировой линии L и светового конуса прошлого точки наблюдения x, например, $\mathbf{Q}_* = \overrightarrow{yx}$ ($\mathbf{Q}_*$ — изотропный вектор). В случае прямолинейной мировой линии L второе слагаемое в правой части (1.4) обращается в нуль.

При $a = 4\pi e$ (в системе СГС) или $a = e/\varepsilon_0$ (в СИ) тензор F вида (1.4) есть *тензор электромагнитного поля*, создаваемого электрическим зарядом e [2] (ε_0 — электрическая постоянная).

Пусть $\{T, \Gamma\}$ — *инерциальная система отсчета* в пространстве M. Ее образуют времениподобная прямая T, называемая *осью времени*, и ортогональная к T и движущаяся вдоль T трехмерная пространственноподобная гиперплоскость Γ, именуемая *физическим пространством*. Изнутри нашего мира, моделью которого служит физическое пространство Γ, описываемая частица, точнее, моделируемый ею объект (если таковой существует) должен восприниматься как точечный заряд, окруженный электромагнитным полем. При этом роль заряда выполняет центр частицы при расположении последней в M, одномоментном с Γ, а поле образуют элементы лучей частицы, которые попадают в Γ при расположениях частицы в M, отвечающих предшествовавшим моментам времени.

посудина!

Итак, разработанная в [1] *лучистая* модель частицы точно описывает электромагнитное поле произвольно движущегося заряда.

2. Модифицированная лучистая модель частицы. Произведем небольшое видоизменение описанной модели. Добавим к каждому лучу, составляющему частицу, полупрямую, дополняющую его до целой прямой. Иначе говоря, будем считать, что *частица* представляет собой совокупность времениподобных прямых, которые проходят через одну и ту же точку пространства Минковского — *центр* частицы — и равномерно заполняют внутренность светового конуса, имеющего вершиной данную точку. Эти прямые будем называть *"лучами"* (в кавычках).

Предположим, что введенные "лучи" являются геометрическими образами неких реально существующих объектов. Обратим внимание на то обстоятельство, что два положения такого объекта, отличающиеся смещением его вдоль себя, вследствие однородности прямой линии не могут быть физически различимыми (по крайней мере до тех пор, пока точность определения состояния объекта не превышает ту, при которой прямолинейный "луч" служит адекватной моделью объекта). Поэтому с физической точки зрения состояние частицы может быть определено только с точностью до смещения составляющих ее "лучей" вдоль самих себя. В связи с этим одно и то же движение частицы может явиться результатом различных движений "лучей". Например, в случае прямолинейной мировой линии L, имеющей направляющий орт $\mathbf{i}$, перемещение частицы на расстояние dl вдоль L может быть осуществлено как путем параллельного смещения всех "лучей" на вектор $\mathbf{i}dl$ (рис. 2, a), так и с помощью перемещения каждого "луча" на свой вектор $\mathbf{j}dl$, не коллинеарный $\mathbf{i}$ (рис. 2, *б*).

Удобно считать, что каждый "луч" перемещается только в ортогональном к себе направлении (оставаясь всегда прямолинейным и времениподобным). Это позволяет исключить из рассмотрения физически ненаблюдаемое движение "лучей" вдоль себя. В таком случае 4-скорость $\mathbf{j}$ произвольного элемента "луча", как можно показать, имеет вид

$$\mathbf{j} = \mathbf{i} - \mathbf{q}\operatorname{ch}\varphi + \left(\frac{d\mathbf{i}}{dl}\mathbf{i} - \mathbf{i}\frac{d\mathbf{i}}{dl}\right)\cdot\mathbf{Q} = \mathbf{i}_0 - \mathbf{q}\operatorname{ch}\varphi, \tag{2.1}$$

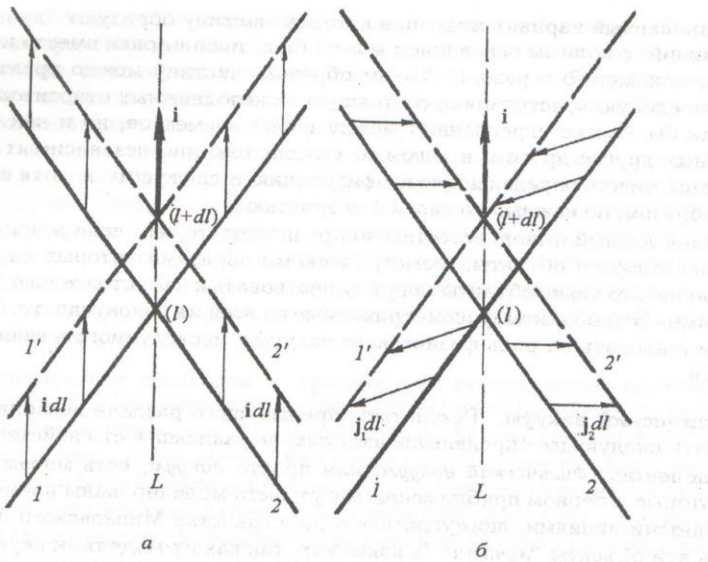


Рис. 2. Различные варианты движения "лучей", обеспечивающие одно и то же движение частицы.

Показаны два "луча" в исходном положении (сплошные линии *1* и *2*) и в смещенном положении (штриховые линии *1′* и *2′*); тонкие стрелки — векторы перемещения "лучей".

где $\mathbf{q}$ — направляющий орт "луча", ориентированный в сторону будущего ($\mathbf{q}\cdot\mathbf{q} = 1$); $i\varphi$ — угол между векторами $\mathbf{i}$ и $\mathbf{q}$ $\left(\cos(i\varphi) = \mathrm{ch}\varphi = \mathbf{i}\cdot\mathbf{q} = \mathbf{i}_0\cdot\mathbf{q};\ i = \sqrt{-1}\right)$; $\mathbf{i}_0$ — вектор, описываемый выражением (1.1); $\mathbf{Q} = Q\mathbf{q}$ — вектор, соединяющий центр частицы с рассматриваемым элементом "луча" $(Q = \mathbf{Q}\cdot\mathbf{q})$. Подчеркнем, что 4-скорость $\mathbf{j}$ вида (2.1) ортогональна "лучу" для всех его элементов: $\mathbf{j}\cdot\mathbf{q} = 0$. Отсюда с учетом времениподобности $\mathbf{q}$ вытекает, что $\mathbf{j}$ — пространственноподобный вектор: $\mathbf{j}\cdot\mathbf{j} \leqslant 0$. Для центра частицы

$$\mathbf{j} = \mathbf{i} - \mathbf{q}\,\mathrm{ch}\varphi;$$

это же равенство выполняется для всех элементов частицы в частном случае прямолинейной мировой линии L. Согласно (2.1) движение каждого "луча" складывается из поступательного перемещения с 4-скоростью $\mathbf{i} - \mathbf{q}\,\mathrm{ch}\varphi$ и вращения относительно центра частицы с 4-скоростью, определяемой кривизной мировой линии L.

На основании зависимости (2.1) находим

$$\mathbf{q}\mathbf{j} - \mathbf{j}\,\mathbf{q} = \mathbf{q}\,\mathbf{i}_0 - \mathbf{i}_0\mathbf{q}. \tag{2.2}$$

Можно доказать, что равенство (2.2) выполняется для любых гладких движений "луча", при которых он "заметает" одну и ту же линейчатую поверхность (а не только для рассмотренного движения, когда 4-скорость $\mathbf{j}$ "луча" ортогональна $\mathbf{q}$); причем это равенство верно даже в случае неизометрических движений, когда в процессе движения изменяются интервалы между элементами "луча".

Из соотношения (2.2) вытекает, что поле F, создаваемое частицей, не изменится, если в задающей его формуле (1.3) заменить бивектор $\mathbf{q}\,\mathbf{i}_0 - \mathbf{i}_0\mathbf{q}$ бивектором $\mathbf{q}\mathbf{j} - \mathbf{j}\,\mathbf{q}$. А так как главное назначение лучистой модели частицы — служить средством для вычисления именно поля F, то, следовательно, рассматриваемый модифицированный вариант модели, в котором частицу образуют "лучи" в виде прямых линий, с полным основанием может быть использован вместо исходного варианта, описанного в разд. 1. Таким образом, частицу можно трактовать не только как единую конструкцию, состоящую из неподвижных относительно друг друга, как бы жестко скрепленных между собой элементов, но и как набор не соединенных друг с другом, в каком-то смысле взаимно независимых "лучей", образующих вместе определенную конфигурацию и движущихся, хотя и согласованным образом, но каждый со своей 4-скоростью $\mathbf{j}$.

Учитывая данный вывод, естественно предположить, что если в природе действительно имеются объекты, геометрическими образами которых служат указанные "лучи", то такие объекты могут существовать и самостоятельно, вне связи с частицами. Эти объекты, рассматриваемые во всей их совокупности, очевидно, могут претендовать на роль физического вакуума, исследуемого в квантовой теории поля.

3. Физический вакуум. Результаты предыдущего раздела позволяют сформулировать следующее определение вакуума, не зависящее от свойств частиц.

Определение. *Физический вакуум*, или просто *вакуум*, есть множество объектов, которые в первом приближении могут быть моделированы времениподобными прямыми линиями, движущимися в пространстве Минковского M. Будем называть эти объекты *"лучами"* (в кавычках, так как их моделями служат целые прямые, а не полупрямые). *Частицы* вещества являются некоторыми достаточно устойчивыми структурами, образованными такими "лучами".

Отметим сразу же, что отсутствие в настоящее время экспериментальных свидетельств существования "лучей" не может считаться доказательством их нереальности, подобно тому, как не считается аналогичный факт доказательством отсутствия кварков. Нелишне напомнить также, что когда-то были ненаблюдаемы и атомы.

В приведенном определении речь идет об объектах, которые, как предполагается, реально существуют в природе. Следуя принятой в физике традиции, будем называть математические образы этих объектов теми же терминами, что и сами объекты: *вакуум*, *"лучи"*, *частицы*. Ниже именно математические конструкции служат основным предметом рассмотрения.

Приведенное определение, конечно, не является полным. Для конкретизации понятия вакуума нужно еще задать характеристики распределения "лучей" в пространстве M, параметры их движения и, главное, закон взаимодействия "лучей" (или же определяющее соотношение, если трактовать вакуум как некую четырехмерную сплошную среду). Мы не будем уточнять здесь данное определение вследствие отсутствия в настоящее время достаточных теоретических и экспериментальных оснований для этого. Обратим внимание только на следующее. Каждому элементу (точке) "луча" может быть сопоставлен бивектор $\mathbf{q}\,\mathbf{j} - \mathbf{j}\,\mathbf{q}$, где $\mathbf{q}$ — направляющий вектор "луча", $\mathbf{j}$ — вектор, задающий направление движения элемента. Учитывая сказанное в разд. 2, можно допустить, что воздействие рассматриваемого "луча" на другие "лучи" определяется этим бивектором. Вместе с бивектором каждому элементу "луча" сопоставляется плоскость, проходящая через данный элемент и содержащая векторы $\mathbf{q}$ и $\mathbf{j}$ (для ненулевого бивектора эта плоскость определяется единственным образом). Естественно принять, что "луч", не подверженный никаким воздействиям, движется параллельно самому себе, "заметая" фиксированную плоскость. Все элементы такого "луча" характеризуются одними и теми же вектором $\mathbf{j}$, бивектором $\mathbf{q}\,\mathbf{j} - \mathbf{j}\,\mathbf{q}$ и указанной плоскостью.

Вследствие отсутствия закона взаимодействия "лучей" мы не можем описать детали поведения вакуума. Однако это обстоятельство не препятствует установлению возможных типов структур, образуемых "лучами", т. е. выяснению строения частиц. Ситуация здесь аналогична той, которая имеет место в физике твердого тела при описании структур в кристаллах, именуемых дислокациями. Возможные типы дислокаций определяются симметрией кристаллической решетки, а их векторы Бюргерса — параметрами кристаллической ячейки. Таким образом, эти характеристики дислокации не зависят напрямую от закона межатомного взаимодействия, поэтому их установление не требует использования этого закона. Также и в нашем случае установление строения частиц может быть произведено без использования закона взаимодействия "лучей".

В соответствии с приведенным выше определением, частицы представляют собой линейчатые геометрические фигуры. Одним из примеров такой фигуры, очевидно, служит частица, рассмотренная в разд. 2. Эта частица, как и частица, описанная в разд. 1, моделирует электрический заряд, трактуемый в электродинамике как точечный. Представление о заряде как о точечном объекте есть, как известно, весьма грубая идеализация, обладающая существенными недостатками [2]. Построим модель заряда, характеризующуюся в физическом пространстве конечным размером.

4. Электрон и позитрон в трехмерном пространстве-времени. Далее для наглядности приводимых рассуждений понизим размерность пространства-времени M на единицу, т.е. будем считать, что M есть трехмерное вещественное псевдоевклидово пространство. Аффинные свойства такого пространства тождественны аффинным свойствам трехмерного собственно евклидова пространства, поэтому геометрические фигуры в M в точности совпадают с фигурами, известными из стереометрии, и лишь метрические свойства фигур в этих пространствах существенно различаются. (Но, подчеркнем,)

V

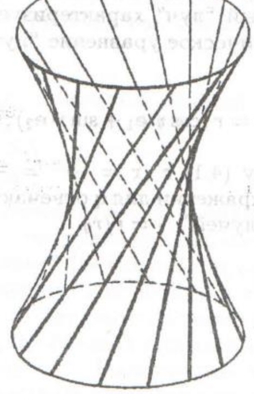


Рис. 3. Однополостный гиперболоид.

Примером линейчатой фигуры может служить однополостный гиперболоид (рис. 3). Причем он является даже дважды линейчатой поверхностью, так как может быть образован любой из двух взаимно энантиоморфных систем прямолинейных образующих: либо правоориентированной системой образующих, как показано на рис. 3, либо зеркально симметричной ей левоориентированной системой образующих. Рассмотрим совокупность вложенных друг в друга однополостных гиперболоидов. Будем полагать, что они образованы одинаково ориентированными системами "лучей" вакуума, заполняющего пространство-время M. При подходящем движении "лучей" эта конфигурация будет повторять себя, смещаясь в некотором направлении в M. Такая линейчатая фигура и есть искомая *частица*. *Центром* частицы теперь будем считать центральную точку горловых сечений гиперболоидов (общую для всех них), а *мировой линией* частицы назовем мировую линию этой точки. Детализируем данную модель, задав уравнение "лучей" и закон их движения.

Пусть мировая линия L частицы является гладкой и времениподобной. Зафиксируем расположение частицы в M, при котором ее центр находится в некоторой точке $O \in L$. Введем в M правоориентированную прямолинейную ортогональную систему координат $\{x^0, x^1, x^2\}$ с началом в O и направляющим репером $\{\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2\}$, где $\mathbf{e}_0$ — касательный орт к L в точке O, ориентированный в сторону будущего;

$$\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{e}_0 = 1; \quad \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_2 = -1; \quad \mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\beta = 0 \ \text{ при } \alpha \neq \beta. \tag{4.1}$$

Однополостные гиперболоиды, составляющие частицу, задаются во введенной системе координат уравнением

$$(x^1)^2 + (x^2)^2 - (\gamma\, x^0)^2 = (\gamma\, r_0)^2 \tag{4.2}$$

со своим для каждого гиперболоида значением параметра γ; $r_0 > 0$. Будем считать, что вся рассматриваемая совокупность гиперболоидов характеризуется значениями $\gamma \in [0, 1)$ (при $\gamma = 0$ гиперболоид вырождается в прямую с направляющим вектором $\mathbf{e}_0$).

Пусть P — пространственноподобная координатная плоскость, содержащая орты $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ (ее уравнение $x^0 = 0$). Сечения ею гиперболоидов, задаваемых уравнением (4.2), есть окружности радиусов $r = \gamma\, r_0$. Через каждую точку любой такой окружности проходит один и только один "луч" из совокупности "лучей", составляющих частицу (рис. 4). Обозначим: $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки пересечения "луча" с плоскостью P ($\mathbf{r} \in P$); ψ — угол между векторами $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{r}$, отсчитываемый от $\mathbf{e}_1$ в направлении вектора $\mathbf{e}_2$, $\psi \in [0, 2\pi)$; $\mathbf{q}$ — направляющий орт "луча", ориентированный в сторону будущего; ξ — натуральный параметр на "луче", равный нулю в точке пересечения "луча" с P и возрастающий в направлении от прошлого к будущему; $\mathbf{R} = x^0\mathbf{e}_0 + x^1\mathbf{e}_1 + x^2\mathbf{e}_2$ — радиус-вектор точек пространства M. Каждый "луч" характеризуется определенными значениями величин γ и ψ. Параметрическое уравнение "луча" есть

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} + \xi\mathbf{q}$$

$$\text{при} \quad \mathbf{r} = r\,(\cos\psi\, \mathbf{e}_1 + \sin\psi\, \mathbf{e}_2)\,; \qquad \mathbf{q} = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma^2}}\,(\mathbf{e}_0 \mp \gamma\sin\psi\, \mathbf{e}_1 \pm \gamma\cos\psi\, \mathbf{e}_2)\,, \tag{4.3}$$

где в силу (4.1) $\mathbf{r} \cdot \mathbf{r} = -r^2 = -(\gamma r_0)^2$; $\mathbf{r} \cdot \mathbf{q} = 0$; $\mathbf{q} \cdot \mathbf{q} = 1$; верхние и нижние знаки в выражении для $\mathbf{q}$ отвечают соответственно право- и левоориентированной системе "лучей"; $\gamma = r/r_0$.

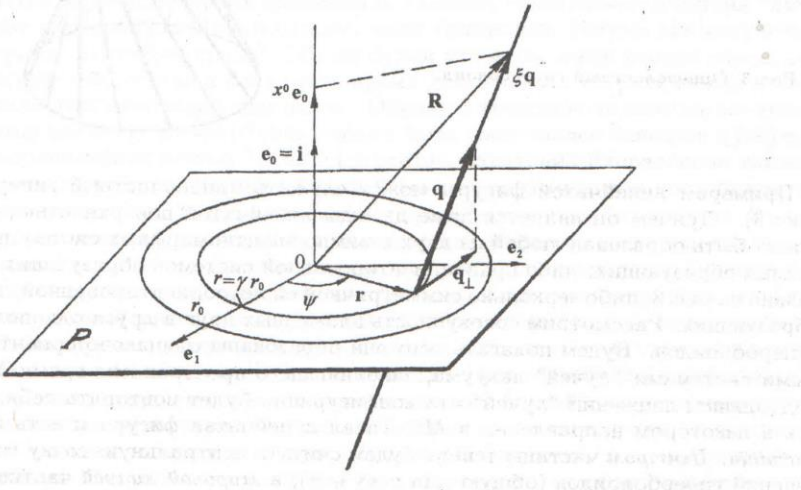


Рис. 4. Один из "лучей" частицы.

"Лучи", образующие частицу, полностью и без пересечений заполняют внутренность однополостного гиперболоида, описываемого уравнением

$$(x^1)^2 + (x^2)^2 - (x^0)^2 = r_0^2. \tag{4.4}$$

Этот гиперболоид располагается во внешней области светового конуса с вершиной в O, причем световой конус служит его асимптотическим конусом. В псевдоевклидовой метрике пространства M этот гиперболоид представляет собой одну из компонент связности псевдосферы $(\mathbf{R}\cdot\mathbf{R})^2 = r_0^4$, ибо уравнение (4.4) эквивалентно уравнению

$$\mathbf{R}\cdot\mathbf{R} = -r_0^2. \tag{4.5}$$

В связи с тем, что данная компонента связности псевдосферы образует внешнюю границу всей рассматриваемой совокупности "лучей", описываемая частица есть как бы открытый шар в M (мы пишем "как бы", потому что шаром в M называют также фигуру, радиусы-векторы точек которой удовлетворяют неравенству $(\mathbf{R}\cdot\mathbf{R})^2 < r_0^4$ и которая составляет лишь часть указанного выше шара).

В исследуемом случае трехмерного пространства-времени M физическое пространство Γ инерциальной системы отсчета представляет собой двумерную пространственноподобную плоскость. При $\Gamma \ni O$ пересечение Γ с поверхностью (4.5) есть одномерная сфера, т.е. окружность, а пересечение Γ со всем множеством гиперболоидов (4.2) есть двумерный открытый шар, т.е. круг (без ограничивающей его окружности). Подчеркнем, что радиус r_0 этого шара одинаков для любого плоского физического пространства. Это означает, что во всех инерциальных системах отсчета, движущихся относительно друг друга произвольным образом, рассматриваемая частица воспринимается как шар одного и того же радиуса r_0, в связи с чем величина r_0 может быть интерпретирована как фундаментальная константа, характеризующая частицу.

Теперь зададим закон движения "лучей".

Примем, что "лучи", образующие частицу, движутся каждый со своей 4-скоростью

$$\mathbf{j} = \mathbf{i} + k(\xi)\,\mathbf{q} + \left(\frac{d\mathbf{i}}{dl}\,\mathbf{i} - \mathbf{i}\,\frac{d\mathbf{i}}{dl}\right)\cdot\mathbf{R}, \tag{4.6}$$

$k \to q$

где, как и ранее, $\mathbf{i}$ — касательный орт к мировой линии L; $\mathbf{q}$ — направляющий орт "луча"; $\mathbf{R}$ — радиус-вектор элементов "луча"; l — натуральный параметр на мировой линии L; ξ — натуральный параметр на "луче" (векторы $\mathbf{i}$ и $\mathbf{q}$ ориентированы, а переменные l и ξ возрастают в направлении от прошлого к будущему; величины $\mathbf{i}$ и $d\mathbf{i}/dl$ относятся к той точке линии L, где располагается центр частицы); здесь введена величина $k(\xi)$ — произвольная гладкая функция параметра ξ, которая может быть различной для разных "лучей". Присутствие в выражении (4.6) члена $k(\xi)\,\mathbf{q}$ означает допустимость произвольного (даже не изометрического) движения "луча" вдоль себя.

Если мировая линия L прямолинейна, то

$$\mathbf{j} = \mathbf{i} + k(\xi)\,\mathbf{q}.$$

В этом случае каждый "луч" "заметает" фиксированную плоскость, имеющую направляющие векторы $\mathbf{i}$ и $\mathbf{q}$ (при $\mathbf{q} \nparallel \mathbf{i}$). Все такие плоскости параллельны прямой L, причем каждая из плоскостей ортогональна вектору $\mathbf{r}$, отвечающему рассматриваемому "лучу" (так как $\mathbf{i}\cdot\mathbf{r} = \mathbf{q}\cdot\mathbf{r} = 0$ — см. (4.3), где $\mathbf{e}_0 = \mathbf{i}$). В случае прямолинейной L удобно считать, что реализуется один из двух вариантов движения "лучей" в указанных плоскостях: либо движение каждого "луча" в ортогональном к себе направлении ($\mathbf{j}\cdot\mathbf{q} = 0$), которое имеет место при $k = -\mathrm{ch}\varphi = -\mathbf{i}\cdot\mathbf{q}$ ($i\varphi$ — угол между векторами $\mathbf{i}$ и $\mathbf{q}$; $i = \sqrt{-1}$), либо движение "лучей" в направлениях, ортогональных $\mathbf{i}$ ($\mathbf{j}\cdot\mathbf{i} = 0$), реализующееся при $k = -1/\mathrm{ch}\varphi$. В общем случае криволинейной L движение "лучей" по закону (4.6) может происходить не в ортогональных к ним направлениях (лишь в предельной ситуации, когда $r_0 = 0$, будет

$\mathbf{R} \parallel \mathbf{q}$, и тогда при $k = -\mathrm{ch}\varphi$ выражение (4.6) переходит в (2.1) и для всех "лучей" выполняется $\mathbf{j} \cdot \mathbf{q} = 0$).

Можно доказать, что движение "лучей" с 4-скоростями $\mathbf{j}$ вида (4.6) приводит к движению всей конфигурации "лучей", т.е. самой частицы, вдоль мировой линии L с 4-скоростью $\mathbf{i}$.

Поле F, создаваемое частицей, зададим (с учетом результатов разд. 1–3) с помощью формулы

$$F(x) = a_0 \int\limits_{(L_-)} \mu\,(\mathbf{q}\,\mathbf{j} - \mathbf{j}\,\mathbf{q})\,dl, \tag{4.7}$$

где $x \in M$; a_0 — числовой коэффициент; L_- имеет тот же смысл, что и в (1.3); μ — плотность "лучей" в окрестности x. Мы не приводим окончательный результат интегрирования, так как данная модель, напомним, относится к случаю трехмерного пространства-времени, что затрудняет количественное сопоставление поля F с наблюдательными данными. Очевидно, что при распространении модели на случай четырехмерного пространства-времени поле F будет определяться формулой, аналогичной (4.7). В этом случае поле F при устремлении радиуса частицы r_0 к нулю или при удалении точки наблюдения x от мировой линии L будет стремиться к полю, которое создается точечными частицами, рассмотренными в разд. 1 и 2.

В качестве закона воздействия одной частицы на другую примем тот же закон, что и в статье [1].

Центральным сечением D частицы назовем сечение ее пространственноподобной плоскостью, проходящей через центр частицы и ортогональной ее 4-скорости $\mathbf{i}$. Из уравнения (4.2) видно, что это сечение представляет собой открытый круг радиуса r_0.

Найдем средние значения некоторых характеристик частицы по ее центральному сечению D. Допустим для простоты, что точки пересечения "лучей" с секущей плоскостью распределены по D равномерно. Тогда при общем числе "лучей" N плотность точек пересечения есть величина $\eta = N/(\pi r_0^2)$, постоянная на D. Операцию усреднения по D будем обозначать угловыми скобками. На основании формул (4.3) нетрудно получить

$$\begin{gathered} \langle \mathbf{q} \rangle = \int\limits_{(D)} \eta \mathbf{q}\, dD = \frac{N}{\pi r_0^2} \int\limits_0^{r_0} \int\limits_0^{2\pi} \mathbf{q} r\, d\psi\, dr = 2N\mathbf{i}; \\ \langle \mathbf{r}\,\mathbf{q} - \mathbf{q}\,\mathbf{r} \rangle = \langle \mathbf{r}\,\mathbf{q}_\perp - \mathbf{q}_\perp \mathbf{r} \rangle = \pm\frac{4}{3} N r_0\,(\mathbf{e}_1\,\mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_2\,\mathbf{e}_1), \end{gathered} \tag{4.8}$$

I-?

где $\mathbf{q}_\perp = (I - \mathbf{i}\,\mathbf{i}) \cdot \mathbf{q}$ — составляющая вектора $\mathbf{q}$, лежащая в плоскости центрального сечения (см. рис. 4); верхний и нижний знаки отвечают соответственно право- и левоориентированной системе "лучей"; учтено, что в (4.3) $\mathbf{e}_0 = \mathbf{i}$.

Первая из зависимостей (4.8) свидетельствует о коллинеарности вектора $\langle \mathbf{q} \rangle$ вектору 4-скорости частицы $\mathbf{i}$. Это свойство частицы обусловлено симметрией ее относительно вращения вокруг оси с направляющим вектором $\mathbf{i}$. Из второй зависимости (4.8) вытекает существование ненулевого (при $r_0 \neq 0$) бивектора $\langle \mathbf{r}\,\mathbf{q} - \mathbf{q}\,\mathbf{r} \rangle$, который, во-первых, зависит только от внутренних характеристик частицы — количества "лучей" N, радиуса частицы r_0 и направляющего бивектора ее центрального сечения $(\mathbf{e}_1\,\mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_2\,\mathbf{e}_1)$ — и, во-вторых, имеет противоположные знаки для правоориентированной и левоориентированной системы "лучей". Естественно трактовать этот бивектор как спин частицы, рассматриваемый в квантовой механике, поэтому и назовем его *спином*. Наличие у частицы такой характеристики объясняется тем обстоятельством, что поле векторов $\mathbf{q}_\perp$ в сечении D, как легко убедиться с помощью выражения (4.3), является соленоидальным (рис. 5).

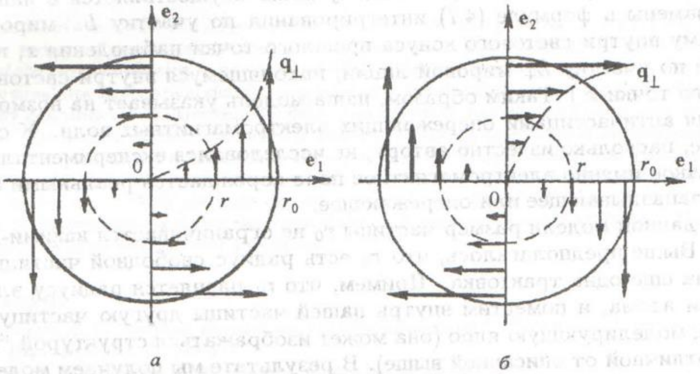


Рис. 5. Поле векторов $\mathbf{q}_\perp$ в центральном сечении частицы в случае правоориентированной (*а*) и левоориентированной (*б*) систем "лучей" (вид на центральное сечение со стороны будущего).

Итак, мы построили модель частицы в трехмерном пространстве-времени M в виде определенной структуры из "лучей" вакуума. Согласно этой модели "лучи", составляющие частицу, располагаются вдоль образующих однополостных гиперболоидов, которые вложены друг в друга и заполняют внутренность псевдосферы (точнее, внутренность ее компоненты связности (4.5)). При этом каждый "луч" характеризуется своим направляющим ортом $\mathbf{q}$ и движется со своей 4-скоростью $\mathbf{j}$ вида (4.6). Такое движение "лучей" приводит к движению частицы как целой вдоль времениподобной мировой линии. Наличие у гиперболоидов двух систем образующих ведет к существованию двух типов частиц, являющихся зеркальными отражениями друг друга и имеющих противоположные знаки спинов.

Дадим физическую интерпретацию рассматриваемой частице.

А. Частица характеризуется в физическом пространстве конечным размером r_0, одинаковым во всех инерциальных системах отсчета. Она создает поле F, которое (при переходе к варианту точечной частицы, описанному в разд. 2) полностью совпадает с электромагнитным полем заряда, рассчитываемым по уравнениям классической электродинамики. Частица обладает также квантовомеханической характеристикой — спином, принимающим противоположные знаки для взаимно энантиоморфных частиц. Эти свойства частицы позволяют трактовать ее как модель *электрона* (для случая трехмерного пространства-времени).

Б. Изменим у рассматриваемой частицы знак 4-скорости $\mathbf{j}$ всех "лучей" на обратный. Из содержания настоящего раздела можно заключить, что при этом конфигурация "лучей", т. е. сама частица, не претерпит изменений. Однако поле F, создаваемое частицей, как видно из (4.7), поменяет знак, что может быть интерпретировано как изменение знака заряда частицы. Одновременно изменится на противоположное и направление движения частицы вдоль мировой линии: частица будет двигаться в пространстве M в направлении от будущего к прошлому. Известно, что такая, движущаяся вспять во времени, частица с зарядом, знак которого противоположен знаку заряда исходной частицы, может быть истолкована как античастица. Отсюда следует, что наша модель описывает наряду с электроном также его античастицу — *позитрон*.

В связи с этой интерпретацией частицы обратим внимание на следующее обстоятельство. В рамках предложенной модели между электроном и позитроном достигалась бы бо́льшая симметрия, если бы при расчете поля F для позитрона учитывались половины "лучей", выходящие от частицы не в сторону будущего, как в случае электрона, а в сторону прошлого. Иными словами, если бы вместо запаздывающего электромагнитного поля рассматривалось опережающее поле. (Переход к опережающему полю осуществляется в нашей модели путем замены в формуле (4.7) интегрирования по участку L_- мировой линии, лежащему внутри светового конуса прошлого точки наблюдения x, на интегрирование по участку L_+ мировой линии, находящемуся внутри светового конуса будущего точки x.) Таким образом, наша модель указывает на возможность испускания античастицами опережающих электромагнитных волн. К сожалению, в физике, насколько известно автору, не исследовался экспериментально вопрос о том, какое именно электромагнитное поле порождается реальными античастицами — запаздывающее или опережающее.

В. В данной модели размер частицы r_0 не ограничивается какими-либо условиями. Выше предполагалось, что r_0 есть радиус свободной частицы. Однако возможна еще одна трактовка. Примем, что r_0 равняется радиусу электронной оболочки атома, и поместим внутрь нашей частицы другую частицу меньшего размера, моделирующую ядро (она может изображаться структурой "лучей" вакуума, отличной от описанной выше). В результате мы получаем модель *атома*. Обратим внимание на то, что в этой модели отсутствует вращение частицы вокруг ядра, следовательно, частица не излучает. Таким образом, модель сразу же объясняет отсутствие излучения электромагнитных волн зарядами, образующими стационарные электронные оболочки атомов — экспериментальный факт, не получающий объяснения в рамках классической электродинамики.

В завершение отметим, что распространение предложенной модели частицы на случай четырехмерного пространства-времени требует привлечения дополнительных геометрических и физических идей, изложение которых выходит за рамки настоящей статьи.

Заключение. В данной работе введено представление о физическом вакууме как о совокупности особого рода объектов — "лучей", которые моделируются (в первом приближении) времениподобными прямыми, движущимися в пространстве Минковского. С каждым элементом "луча" сопоставляется бивектор, составленный из направляющего орта "луча" и вектора 4-скорости элемента. Этот бивектор характеризует взаимодействие "лучей". Частицы трактуются как структуры, образованные "лучами" вакуума. Детально разработаны два варианта модели частицы. В первом частица состоит из "лучей", пересекающихся в одной точке, и характеризуется в физическом пространстве точечным размером. Эта модель частицы полностью описывает электромагнитное поле заряда при произвольном его движении. Второй вариант модели построен применительно к случаю трехмерного пространства-времени. Здесь частица имеет в физическом пространстве конечный размер. Она сочетает в себе свойства заряда, описываемые классической электродинамикой, с важнейшим квантовым свойством заряда — наличием спина, и может служить моделью электрона и позитрона. С помощью такой модели частицы легко объясняется отсутствие излучения электромагнитных волн зарядами, образующими стационарные электронные оболочки атомов. Полученные результаты могут составить основу для дальнейшей разработки теории физического вакуума и построения моделей элементарных частиц.

Автор выражает глубокую благодарность А. А. Вакуленко, С. Е. Козлову, М. А. Нарбуту, В. Ф. Осипову за обсуждение статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96–01–00431).

Summary

Shikhobalov L. S. On the physical vacuum structure.

The physical vacuum is interpreted as a set of special extended objects, called rays. These rays are simulated (in the first approximation) by time-like straight lines, filling up the four-dimensional Minkowski space and moving in it. Each ray element is associated with a bivector expressed via the geometric

characteristics of the model and defins an interaction of rays. The particles are structures formed by these rays. Two variants of a particle model are developed in details. In the first variant the particle is considered as a set of the rays intersecting at one point and filling the interior of this point light cone uniformly. Such a particle simulates an electrical charge being treated in the electrodynamics as a point charge. This model completely describes the electromagnetic field of an arbitrary moving charge and does not need Maxwell equations. The second variant of a model is constructed for the case of three-dimensional space-time. In this variant the particle has a finite size in the physical space. It possesses both the properties of a charge, described by the classical electrodynamics, and the most important quantum property of a charge — a presence of the spin. With the help of such a variant of a model the absence of an electromagnetic radiation of charges forming stable electronic shells of atoms may be easily explained. This model reflects some properties of an electron and a positron.

Литература

1. *Шихобалов Л. С.* Новый взгляд на электродинамику // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 1. 1997. Вып. 3 (№ 15). С. 109–114.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М., 1973. 504 с.

Статья поступила в редакцию 31 марта 1998 г.