Ход времени в классической и квантовой системах и динамический принцип

© Боримский Ю.Ц. и Олейник В.П.

Department of General and Theoretical Physics,
National Technical University of Ukraine «Kiev Polytechnical Institute»,
Prospect Pobedy 37, Kiev, 03056, Ukraine
e-mail: yuri@arepjev.relc.com

Получено 15 марта 2000 г.
Опубликовано в
Физический вакуум и природа, **6** (2001).

Аннотация. Показано, что явление динамической неоднородности времени имеет универсальный характер: ход времени в любой материальной системе зависит от состояния ее движения. Функциональная связь хода времени в одной инерциальной системе отсчета с ходом времени в другой определяется однозначно из уравнений динамики. Этот вывод проиллюстрирован на примере релятивистских уравнений движения для точечной частицы, а также уравнения Клейна-Гордона для скалярного поля, уравнения Дирака для электронно-позитронного поля и уравнений Максвелла для электромагнитного поля, создаваемого в вакууме произвольным распределением электрических токов и зарядов. Из результатов работы следует, что «чувство времени», т.е. способность влиять на ход времени и испытывать его обратное действие, является физическим свойством, внутренне присущим любой форме материи. Отмечается возможность управления ходом времени, а также управления электронными системами, используя явление динамической неоднородности времени.

«… время … протекает равномерно и безотносительно к какому-нибудь другому объекту».

И. Ньютон

«… если пробьет звездный час, он предопределяет грядущие годы и столетия; и тогда кратчайший отрезок времени вмещает огромное множество событий. То, что обычно протекает размеренно, сжимается в это единственное мгновение, которое все устанавливает, все предрешает».

С. Цвейг

1. Введение. Что такое время?

Время относится к числу понятий, наиболее употребительных в повседневном общении. С точки зрения здравого смысла сущность времени состоит в том, что время характеризует длительность событий и процессов, указывает на их естественный ход, при котором настоящее, уходя в прошлое, сменяется будущим. Отождествление времени с длительностью, на первый взгляд, полностью определяет понятие времени, устанавливает его точный смысл, не оставляя места каким-либо неясностям и тем самым делая ненужным анализ проблемы времени с точки зрения логики. Представление о времени большинства современных исследователей мало отличается от точки зрения древних греков, которую выражают слова: «Время дано, и оно не подлежит обсуждению. Обсуждаешься ты, разместившийся в нем». И. Ньютон дал четкую характеристику понятия времени, которой придерживается большинство: «Абсолютное, истинное и математическое время само по себе и в силу своей природы протекает равномерно и безотносительно к какому-нибудь другому объекту»[1].

Хотя, по Ньютону, время течет одинаково и равномерно и не зависит от происходящих в мире процессов, повседневный опыт свидетельствует о том, что ход времени не может быть неизменным. Когда наши жизненные обстоятельства таковы, что они благоприятствуют нам, когда мы заняты интересной работой и нам сопутствует успех, мы чувствуем, что время летит стремительно, и мы хотим приостановить бег времени, чтобы продлить мгновения, столь благоприятные для нас. Но иногда мы оказываемся в полосе невезения – нас изводит скучная, однообразная работа, нас преследуют неудачи, конфликты с окружающими, и тогда нам кажется, что время тянется бесконечно медленно, нам хочется ускорить время с тем, чтобы полоса неудач ушла в прошлое. Более того, интуиция и жизненный опыт подсказывают нам, что ход времени не только не одинаков, но даже может изменяться скачками. Примерами могут служить минуты вдохновения и озарения, которые приходят к людям, занимающимся творчеством, когда неожиданно, вдруг решаются проблемы, не поддававшиеся ранее решению на протяжении длительного времени. Это редкие моменты истины, волнующие и незабываемые. Вспомним также поэтические строки, передающие особое значение отдельных моментов в жизни человека и общества: «минуты роковые» (А.Пушкин), «жизни мгновения» (В.Брюсов), «звездные часы человечества» (С.Цвейг). Эти размышления порождают сомнение в том, что ньютоновская характеристика времени верна, и возникает вопрос: имеют ли субъективные ощущения времени, известные каждому человеку, объективное основание?

Особенность времени состоит в том, что время с трудом поддается логическому анализу. Вызывает затруднение уже сама постановка задачи о времени, которую нужно сформулировать для проведения логического анализа. В механике Ньютона время выступает как параметр, с изменением которого по воле исследователя изменяется состояние механической системы согласно уравнению движения. В релятивистской механике время объединяется с пространством, образуя вместе с ним единое 4-мерное пространство-время. При переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой время перепутывается с пространственными координатами, так что время в одной системе отсчета представляет собой «смесь» времени и координат в другой. Однако, казалось бы, с принципиальной точки зрения роль времени не изменяется: время остается параметром, не зависящим от состояния физической системы.

Между тем из синтеза представлений о 4-мерном пространстве-времени и идеи физического (силового) поля с необходимостью следует вывод о том, что течение времени в данной области пространства должно зависеть от физических процессов в этой области [2-4], т.е. время, как и пространство, должно обладать физическими свойствами. Одним из первых исследователей, кто сформулировал проблему времени как физическую проблему и предложил ее решение, исходя из законов физики, был Н. Козырев [5]. Введя в механику дополнительный параметр, учитывающий направленность хода времени, Козырев построил причинную (асимметричную) механику, из которой следует вывод о том, что время обладает физическими свойствами. Отметим работу О.Джефименко [6], в которой особо подчеркивается, что замедление хода времени является следствием динамических взаимодействий.

Согласно результатам работы [7], вывод о существовании физических свойств времени строго следует из релятивистской механики без привлечения каких-либо дополнительных гипотез. Как показано в [7,8], физические свойства времени имеют чисто динамическое происхождение: их существование вытекает из динамического принципа (принципа причинности). Ввиду принципиальной важности этого вывода, разъясним его подробнее. Суть дела состоит в том, что из релятивистских уравнений движения материальной точки, записанных в некоторой инерциальной системе отсчета K,

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \boldsymbol{F},$$

где $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{F}$ - векторы, соответственно, импульса и силы, можно выразить величину промежутка времени dt в системе отсчета K. Аналогичным образом можно выразить соответствующий ему промежуток времени dt' в другой инерциальной системе отсчета K', движущейся относительно системы отсчета K. Учитывая преобразования Лоренца, связывающие между собой приращения импульса $d\boldsymbol{p}$ и $d\boldsymbol{p}'$ и силы $\boldsymbol{F}$ и $\boldsymbol{F}'$ в системах отсчета K и K', нетрудно установить связь между dt и dt'. Полученное таким образом соотношение и определяет ход времени в системе отсчета K в зависимости от хода времени и динамических параметров, определяющих движение материальной точки, в системе отсчета K'.

Представленные выше качественные соображения относительно динамической природы неоднородности времени, справедливые только для точечной частицы, могут быть строго обоснованы и распространены на произвольные физические системы, как классические, так и квантовые. В данной работе на конкретных примерах показано, что информация о физических свойствах времени содержится в динамических уравнениях, с помощью которых может быть однозначно определен ход времени в одной инерциальной системе отсчета в зависимости от хода времени в другой. В разделе 2 подробно рассмотрен случай классической точечной частицы, подчиняющейся релятивистским уравнениям движения. В разделах 3-5 полученный результат обобщен на случай пространственно-протяженных систем – скалярное поле, описываемое уравнение Клейна-Гордона, электронно-позитронное поле, описываемое уравнением Дирака, и электромагнитное поле, взаимодействующее с электрическими токами и зарядами. В Заключении сформулированы основные выводы работы.

2. Релятивистская классическая точечная частица

Покажем, что вывод, сделанный в работе [7], о существовании физических свойств времени в случае точечной частицы может быть получен на основе релятивистских уравнений движения и принципа относительности.

В механике состояние частицы (материальной точки) в момент времени t полностью определяется радиус-вектором $\boldsymbol{r}$ и импульсом $\boldsymbol{p}$ частицы, вычисленными в этот же момент времени, т.е. величинами $\boldsymbol{r}(t)$ и $\boldsymbol{p}(t)$. Основная задача динамики формулируется следующим образом: зная состояние движения частицы в момент времени t, найти её состояние движения в следующий момент времени $t+dt$, где dt $(dt>0)$ - бесконечно малая величина. Иными словами, задача динамики состоит в том, чтобы по известным величинам $\mathbf{r}(t), \mathbf{p}(t)$ однозначно определить величины $\mathbf{r}(t+dt), \mathbf{p}(t+dt)$. Из разложений в ряд Тейлора (в линейном по dt приближении)

$$\boldsymbol{r}(t+dt) = \boldsymbol{r}(t) + \frac{d\boldsymbol{r}(t)}{dt}dt, \quad \boldsymbol{p}(t+dt) = \boldsymbol{p}(t) + \frac{d\boldsymbol{p}(t)}{dt}dt$$

следует, что основная задача динамики может быть решена, если приращение импульса $d\boldsymbol{p}(t) \equiv \boldsymbol{p}(t+dt) - \boldsymbol{p}(t)$ выражается через известные величины $\mathbf{r}(t)$ и $\mathbf{p}(t)$, т.е. если выполняется соотношение

$$d\boldsymbol{p}(t) = \boldsymbol{f}\,(\boldsymbol{r}(t), \boldsymbol{p}(t))dt\,, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r}(t), \boldsymbol{p}(t))$ - некоторая непрерывная функция. При этом предполагается, что скорость частицы $\mathbf{u}(t)$ может быть выражена через импульс $\mathbf{p}(t)$.

Обозначим через $dp(t) = \left(dp^0(t), d\boldsymbol{p}(t)\right)$ приращение 4-вектора энергии-импульса частицы за время dt. Поскольку существует соотношение, связывающее энергию и импульс частицы, то временную компоненту 4-вектора $dp(t)$ можно представить в форме, аналогичной (1). Поэтому воспользуемся представлением

$$dp^{\mu}(t) = f^{\,\mu}(\boldsymbol{r}(t), \boldsymbol{p}(t))dt\,, \quad (\mu = 0,1,2,3), \tag{2}$$

где $f^{\,\mu}(\boldsymbol{r}(t), \boldsymbol{p}(t))$ - некоторые непрерывные функции. Равенства (2) выражают собой динамический принцип механики (принцип причинности).

В силу принципа относительности равенства, аналогичные (2), должны иметь место в любой инерциальной системе отсчёта. Принимая, что соотношения (2) выполняются в некоторой инерциальной системе отсчёта K, запишем в другой инерциальной системе отсчёта K' аналогичные равенства:

$$dp'^{\mu}(t') = f'^{\mu}(\boldsymbol{r}'(t'), \boldsymbol{p}'(t'))dt', \qquad (\mu = 0,1,2,3). \tag{3}$$

Здесь $dp'^{\mu}(t')$ - приращение 4-импульса частицы за время dt' в системе отсчёта K', соответствующее приращению $dp^{\mu}(t)$ 4-импульса этой же частицы за время dt в системе отсчёта K при условии, что состояние частицы в системе K в момент t описывается величинами $\boldsymbol{r}(t)$, $\boldsymbol{p}(t)$, а в системе отсчета K' в момент t' - величинами $\boldsymbol{r}'(t')$, $\boldsymbol{p}'(t')$.

Если связь координат и времени в системах отсчёта K и K' даётся равенствами

$$x^{\mu} = L^{\mu}{}_{\nu} x'^{\nu}\,, \qquad (\mu = 0,1,2,3). \tag{4}$$

где $x^{\mu} = (t, \boldsymbol{r}) = x$, $x'^{\mu} = (t', \boldsymbol{r}') = x'$, $L^{\mu}{}_{\nu}$ - матрица преобразований Лоренца, то выполняются соотношения

$$dp^{\mu}(t) = L^{\mu}{}_{\nu}\, dp'^{\nu}(t'), \qquad (\mu = 0,1,2,3). \tag{5}$$

Равенства (5), в которых 4-векторы $dp(t)$ и $dp'(t')$ даются формулами (2) и (3), устанавливают связь хода времени dt в системе отсчёта K в окрестности момента t в точке с радиус-вектором $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ с ходом времени dt' в системе K' в окрестности момента t' в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}' = \mathbf{r}'(t')$ при условии, что координаты точек $x = (t, \mathbf{r}(t))$ и $x' = (t', \mathbf{r}'(t'))$ связаны между собой преобразованиями Лоренца (4). Равенства (5) в силу (2) и (3) можно привести к виду

$$dt = \frac{L^{\mu}{}_{\nu} f'^{\nu}(t')dt'}{f^{\,\nu}(t)}, \qquad (\mu = 0,1,2,3),$$

где $f^{\,\mu}(t) = f^{\,\mu}(\boldsymbol{r}(t), \boldsymbol{p}(t))$, $f'^{\mu}(t') = f'^{\mu}(\boldsymbol{r}'(t'), \boldsymbol{p}'(t'))$. Выразив в правой части последнего равенства t через t' согласно преобразованиям Лоренца,

$$t = L^{0}{}_{\nu} x'^{\nu}\,, \qquad x' = (t', \boldsymbol{r}'(t')) = x'^{\mu}(t'),$$

получаем искомое равенство:

$$dt = g_{\mu}(t')dt', \tag{6}$$

где

$$g_{\mu}(t')=\frac{L^{\mu}{}_{\nu}f'^{\nu}(t')}{f^{\mu}\left(L^{0}{}_{\nu}x'^{\nu}(t')\right)}. \tag{7}$$

Чтобы вычислить функцию $g_{\mu}(t')$ в явном виде, воспользуемся релятивистскими уравнениями движения (см., например, [9]):

$$\frac{dp^{\mu}}{d\tau}=e\,F^{\mu\nu}\frac{dx_{\nu}}{d\tau}, \tag{8}$$

где $p^{\mu}=m_0\dfrac{dx^{\mu}}{d\tau}$, $d\tau=dt\sqrt{1-(\boldsymbol{u}(t))^2}$, $x_{\mu}=g_{\mu\nu}x^{\nu}$, $g_{\mu\nu}$ - фундаментальный метрический тензор, $g_{\mu\nu}=0$ при $\mu\neq\nu$, $g_{00}=1$; $g_{\mu\mu}=-1$ $(\mu=1,2,3)$, p^{μ} и m_0 - 4-импульс и масса покоя частицы, $F^{\mu\nu}$ - тензор электромагнитного поля. Из сравнения (8) и (2) находим:

$$f^{\mu}(t)=e\,F^{\mu\nu}\frac{dx_{\nu}}{dt},\qquad f'^{\mu}(t')=e\,F'^{\mu\nu}\frac{dx'_{\nu}}{dt'}. \tag{9}$$

Учитывая преобразования Лоренца, функцию $g_{\mu}(t')$ представим в виде

$$g_{\mu}(t)=\left.\left(\frac{1-(\boldsymbol{u}'(t'))^2}{1-(\boldsymbol{u}(t))^2}\right)^{1/2}\right|_{t=L^{0}{}_{\nu}x'^{\nu}(t')}. \tag{10}$$

Далее для определенности считаем, что оси y и z инерциальной системы отсчета K параллельны осям y' и z' системы отсчета K', оси x и x' совпадают, причем система отсчета K' движется относительно системы отсчета K вдоль оси x со скоростью v_0. В этом случае преобразования Лоренца имеют вид:

$$t=\gamma(t'+v_0x'),\quad x=\gamma(x'+v_0t'),\quad y=y',\quad z=z',$$
$$\gamma=\left(1-v_0{}^2\right)^{-1/2}. \tag{11}$$

Используя известное равенство (см. [10])

$$\left(\frac{1-(\boldsymbol{u}'(t'))^2}{1-(\boldsymbol{u}(t))^2}\right)^{1/2}=\gamma\left(1+v_0u'_x(t')\right),$$

находим:

$$g_{\mu}(t')=\gamma\left(1+v_0u'_x(t')\right). \tag{12}$$

Равенство (6), в котором функция $g_{\mu}(t')$ определяется формулой (12), и дает искомую связь хода времени в системе отсчета K с ходом времени в системе K'(см. [6,7]). Отметим, что величина $g_{\mu}(t')$ не зависит от μ.

3. Скалярное поле

Согласно (6) и (12), ход времени в точке нахождения классической точечной частицы зависит от состояния движения частицы. Покажем, что вывод о существовании зависимости хода времени в физической системе от состояния ее движения остается справедливым и для пространственно-протяженной системы. В качестве последней рассмотрим скалярное поле

$$\Phi = \Phi(t, \boldsymbol{r}) = \Phi(x),$$

описываемое уравнением Клейна-Гордона (в некоторой инерциальной системе отсчета K)

$$\left(\partial^{\mu}\partial_{\mu} + m^{2}\right)\Phi(x) = 0, \tag{13}$$

m – масса скалярной частицы, $\partial^{\mu} = \partial/\partial x_{\mu} = \left(\partial/\partial t, -\vec{\nabla}\right)$, $\partial_{\mu} = g_{\mu\nu}\partial^{\nu}$, $\mu = 0,1,2,3$. Состояние скалярного поля в фиксированный момент времени t определяется заданием в этот момент функции $\Phi(x)$ и ее частной производной $\partial\Phi(x)/\partial t$ во всех точках трехмерного пространства. Решение уравнения (13) однозначно определяется следующими начальными условиями, накладываемыми на функции $\Phi(x)$ и $\partial\Phi(x)/\partial t$ в момент времени $t = t_0$:

$$\begin{aligned} \Phi(x)\Big|_{t=t_0} &= \varphi(\boldsymbol{r}), \\ \frac{\partial\Phi(x)}{\partial t}\Big|_{t=t_0} &= \chi(\boldsymbol{r}), \end{aligned} \tag{14}$$

где $\varphi = \varphi(\boldsymbol{r})$ и $\chi = \chi(\boldsymbol{r})$ - произвольные функции. Для краткости будем говорить, что уравнение (13) и начальные условия (14) определяют динамическую задачу для скалярного поля. Уравнение (13) выражает собой динамический принцип (принцип причинности) для скалярного поля: задание состояния поля в момент времени t однозначно определяет состояние поля в следующий момент времени $t + dt$ $(dt \to +0)$. Следует подчеркнуть, что при описании эволюции скалярного поля во времени t в инерциальной системе отсчета K согласно уравнению (13) время t имеет глобальный характер: поле $\Phi(x)$ определяется в момент t сразу во всех точках трехмерного пространства.

Аналогичным образом может быть сформулирована динамическая задача для скалярного поля в любой другой инерциальной системе отсчета K', движущейся относительно системы отсчета K. Обозначая через $\Phi' = \Phi'(x')$ скалярное поле в системе отсчета K', получаем следующие уравнение и начальные условия:

$$\begin{aligned} &\left(\partial'^{\mu}\partial'_{\mu} + m^{2}\right)\Phi'(x') = 0, \\ &\Phi'(x')\Big|_{t'=t'_0} = \varphi'(\boldsymbol{r}'), \\ &\frac{\partial\Phi'(x')}{\partial t'}\Big|_{t'=t'_0} = \chi'(\boldsymbol{r}'). \end{aligned} \tag{15}$$

Отметим, что при решении динамической задачи (15) время t' для K'-наблюдателя также имеет глобальный характер, как и время t для K-наблюдателя при решении динамической задачи (13)-(14).

В силу того, что при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой временная и пространственные координаты перепутываются между собой, течение глобального времени t в системе отсчета K невозможно связать с течением глобального времени t' в системе отсчета K'. Между моментами t и t', рассматриваемыми как глобальные величины, относящиеся сразу же ко всем точкам 3-пространства, не существует какой-либо связи. Можно установить связь лишь между локальными моментами времени, относящимися к отдельным точкам пространственно-протяженной системы. В качестве таких точек естественно рассматривать характерные точки, в которых возникает пространственная неоднородность системы.

В дальнейшем в качестве характерных точек скалярного поля мы рассмотрим точки максимума волнового пакета, построенного из волн скалярного поля. Пусть в системе отсчета K максимум некоторого волнового пакета перемещается вдоль кривой, описываемой уравнением $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t)$. В системе отсчета K' эта кривая описывается уравнением $\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}'(t)$. Вычислим приращение функций $\Phi(t, \boldsymbol{r}(t)) \equiv \Phi(x)$ и $\Phi^{\mu}(t, \boldsymbol{r}(t)) \equiv \Phi^{\mu}(x) \equiv \partial^{\mu}\Phi(x)$ за время $dt\,(dt \to +0)$. Оставляя всюду в разложениях этих функций в ряд Тейлора лишь члены первого порядка по dt, приходим к соотношениям:

$$
\begin{aligned}
d\Phi(x) &\equiv \Phi(t+dt, \boldsymbol{r}(t+dt)) - \Phi(t, \boldsymbol{r}(t)) = \\
&= (\partial^0 + \boldsymbol{u}(t)\vec{\nabla})\,\Phi(x)\,dt, \\
d\Phi^{\mu}(x) &\equiv \Phi^{\mu}(t+dt, \boldsymbol{r}(t+dt)) - \Phi^{\mu}(t, \boldsymbol{r}(t)) = \\
&= (\partial^0 + \boldsymbol{u}(t)\vec{\nabla})\,\Phi^{\mu}(x)\,dt.
\end{aligned}
\tag{16}
$$

Здесь $\boldsymbol{u}(t) = d\boldsymbol{r}(t)/dt$ - скорость, с которой перемещается центр волнового пакета в системе отсчета K, dt - промежуток времени, в течение которого центр пакета перемещается на вектор $d\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t+dt) - \boldsymbol{r}(t)$. Из (16) видно, что в силу уравнений Клейна-Гордона величины $d\Phi(x)$ и $d\Phi^{\mu}(x)$ зависят лишь от $\Phi(t, \boldsymbol{r})$ и $\partial\Phi(t, \boldsymbol{r})/\partial t$, а также от частных производных этих величин по пространственным координатам, что и служит выражением принципа причинности для скалярного поля.

В инерциальной системе отсчета K', координаты которой связаны с координатами системы отсчета K преобразованиями Лоренца (11) (или кратко $x = Lx'$, L - матрица лоренцева преобразования), нетрудно вывести аналогичные равенства:

$$
\begin{aligned}
d\Phi'(x') &\equiv \Phi'(t'+dt', \boldsymbol{r}'(t'+dt')) - \Phi'(t', \boldsymbol{r}'(t')) = \\
&= (\partial'^0 + \boldsymbol{u}'(t')\vec{\nabla}')\,\Phi'(x')\,dt', \\
d\Phi'^{\mu}(x') &\equiv \Phi'^{\mu}(t'+dt', \boldsymbol{r}'(t'+dt')) - \Phi'^{\mu}(t', \boldsymbol{r}'(t')) = \\
&= (\partial'^0 + \boldsymbol{u}'(t')\vec{\nabla}')\,\Phi'^{\mu}(x')\,dt',
\end{aligned}
\tag{17}
$$

где $\boldsymbol{u}'(t') = d\boldsymbol{r}'(t')/dt'$, величины dt' и $d\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}'(t'+dt') - \boldsymbol{r}'(t')$ соответствуют величинам dt и $d\boldsymbol{r}$, относящимся к системе отсчета K. Поскольку функции $\Phi(x)$ и $\Phi^{\mu}(x)$ являются соответственно скаляром и 4-вектором, то имеют место следующие трансформационные соотношения:

$$\Phi(x) = \Phi'(x')\Big|_{x'=L^{-1}x}, \tag{18}$$

$$\Phi^{\mu}(x) = L^{\mu}_{\ \nu}\Phi'^{\nu}(x')\Big|_{x'=L^{-1}x}. \tag{19}$$

Отметим, что функция $\Phi(x)$, определенная формулой (18), в которой функция $\Phi'(x')$ является решением динамической задачи (15), подчиняется следующему начальному условию:

$$\Phi(x)\Big|_{t=t_0} = \Phi'(L^{-1}x)\Big|_{t=t_0} \equiv \varphi(\boldsymbol{r})$$

(см. первое из равенств (14)).

Требование, чтобы выполнялись одновременно принцип причинности и принцип относительности, выражается равенствами (ср. с (18) и (19)):

$$\begin{aligned} d\Phi(x) &= d\Phi'(x')\Big|_{x'=L^{-1}x}, \\ d\Phi^{\mu}(x) &= L^{\mu}_{\ \nu}d\Phi'^{\nu}(x')\Big|_{x'=L^{-1}x}. \end{aligned} \tag{20}$$

Используя соотношения (11) и (16), первое из равенств (20) представим в форме:

$$(\partial^0 + \boldsymbol{u}(t)\vec{\nabla})\,\Phi(x)\,dt = (\partial'^0 + \boldsymbol{u}'(t')\vec{\nabla}')\,\Phi'(x')\,dt'\Big|_{x'=L^{-1}x}. \tag{21}$$

С помощью преобразований (11) и соответствующего им правила сложения скоростей нетрудно вывести соотношение

$$\partial^0 + \boldsymbol{u}(t)\vec{\nabla} = \gamma^{-1}(1 + u'_x(t')v_0)^{-1}(\partial'^0 + \boldsymbol{u}'(t')\vec{\nabla}'). \tag{22}$$

Подставляя (22) и (18) в (21), получаем искомое соотношение, связывающее ход времени dt в системе отсчета K с ходом времени dt' в системе отсчета K':

$$dt = \gamma(1 + v_0 u'_x(t'))dt'. \tag{23}$$

Соотношение (23) в точности совпадает с выражением, полученным для классической точечной частицы. Легко проверить, что второе из равенств (20) является следствием первого. Как видим, явление локальной динамической неоднородности времени имеет место и для квантовой частицы, которая является пространственно-протяженной системой.

4. Электронно-позитронное поле

Электронно-позитронное поле $\Psi = \Psi(x)$, взаимодействующее с внешним электромагнитным полем $A^{\mu} = A^{\mu}(x)$, подчиняется уравнению Дирака (в некоторой инерциальной системе отсчета K)

$$(i\hat{\partial} - e\hat{A}(x) - m)\Psi(x) = 0, \tag{24}$$

где e и m - электрический заряд и масса электрона, $\hat{\partial} = \sum_{\mu} g_{\mu\mu}\gamma^{\mu}\partial^{\mu} = \gamma^0\partial^0 + \vec{\gamma}\vec{\nabla}$,

$\hat{A}(x) = \sum_{\mu} g_{\mu\mu}\gamma^{\mu}A^{\mu}(x)$, γ^{μ} - матрицы Дирака. Уравнение (24) для волновой функции Ψ удобно записать в форме уравнения Шредингера

$$i\frac{\partial\Psi(x)}{\partial t} = \hat{H}\Psi(x) \tag{25}$$

с гамильтонианом

$$\hat{H} = \gamma^0(-i\vec{\gamma}\vec{\nabla} + e\hat{A}(x) + m).$$

Состояние электронно-позитронного поля в момент времени t полностью определяется заданием волновой функции $\Psi(x)$ в этот момент. Решение уравнения (25) определяется однозначно начальным условием вида

$$\Psi(x)\big|_{t=t_0} = \psi(\boldsymbol{r}), \tag{26}$$

где $\psi(\boldsymbol{r})$ – произвольная функция. С помощью уравнения (25) приращение волновой функции $\Psi(x)$ за время dt $(dt \to +0)$ можно записать в виде (с точностью до членов первого порядка по dt)

$$d\Psi(x) \equiv \Psi(t+dt,\boldsymbol{r}) - \Psi(t,\boldsymbol{r}) = \frac{\partial\Psi(x)}{\partial t}dt = -i\hat{H}\Psi(x)dt. \tag{27}$$

Как видно из (27), уравнение Дирака (24) позволяет решить основную задачу динамики для электронно-позитронного поля: зная состояние поля в момент времени t определить состояние поля в следующий момент времени $t+dt$ $(dt \to +0)$. В динамической задаче, определяемой уравнением (24) и начальным условием (26), время t является глобальной переменной, т.к. в момент t волновая функция $\Psi(x)$ определяется сразу во всем пространстве (для любых значений $\boldsymbol{r}$).

Аналогичным образом формулируется динамическая задача для электронно-позитронного поля в любой другой инерциальной системе отсчета K', движущейся относительно системы отсчета K. Обозначая через $\Psi' = \Psi'(x')$ и $A'^{\mu} = A'^{\mu}(x')$ соответственно волновую функцию электронно-позитронного поля и 4-потенциал электромагнитного поля в системе отсчета K', получаем следующую динамическую задачу, описывающую эволюцию поля в системе отсчета K' по глобальной динамической переменной t':

$$
\begin{aligned}
&(i\,\hat{\partial}' - e\,\hat{A}'(x') - m\,)\,\Psi'(x') = 0, \\
&\Psi'(x')\big|_{t' = t_0'} = \psi'(\boldsymbol{r}').
\end{aligned}
\tag{28}
$$

При преобразованиях Лоренца (4) волновые функции $\Psi(x)$ и $\Psi'(x')$ связаны между собой соотношением (см. [11])

$$
\Psi(x) = \Lambda\Psi'(x')\Big|_{x'=L^{-1}x}\,,
\tag{29}
$$

где матрица Λ определена равенствами

$$
\Lambda^{-1}\gamma^{\mu}\Lambda = \sum_{\nu} L^{\mu}_{\ \nu}\gamma^{\nu} \quad (\mu\ =\ 0,1,2,3).
\tag{30}
$$

Для электронно-позитронного поля, как и в случае скалярного поля, не существует соотношения, связывающего между собой глобальные временные переменные t и t', описывающие эволюцию поля в системах отсчета K и K'. Связь между локальными значениями времени при переходе от одной системы отсчета к другой мы установим, как и в предыдущем разделе, для точек максимума волнового пакета, описывающего движение заряженной квантовой частицы в электромагнитном поле. Обозначим через $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t)$ и $\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}'(t')$ уравнения траектории движения максимума волнового пакета в системах отсчета K и K', соответственно. Приращения волновых функций Ψ и Ψ' вдоль указанной выше траектории за бесконечно малые промежутки времени dt и dt' представим в виде (ср. с (16) и (17))

$$
\begin{aligned}
d\Psi(x) &\equiv \Psi(t+dt, \boldsymbol{r}(t+dt)) - \Psi(t, \boldsymbol{r}(t)) = \\
&= (\partial^0 + \boldsymbol{u}(t)\vec{\nabla})\,\Psi(x)\,dt, \\
d\Psi'(x') &\equiv \Psi'(t'+dt', \boldsymbol{r}'(t'+dt')) - \Psi'(t', \boldsymbol{r}'(t')) = \\
&= (\partial'^0 + \boldsymbol{u}'(t')\vec{\nabla}')\,\Psi'(x')\,dt',
\end{aligned}
\tag{31}
$$

где $x = (t,\ \boldsymbol{r}(t))$, $x' = (t',\ \boldsymbol{r}'(t'))$.

Требование, чтобы выполнялся принцип относительности, выражается равенством

$$
d\,\Psi(x) = \Lambda d\,\Psi'(x')\Big|_{x'=L^{-1}x}\,.
\tag{32}
$$

Подставляя в это равенство выражения для $d\Psi(x)$ и $d\Psi'(x')$ из (31) и учитывая (29), получаем:

$$
(\partial^0 + \boldsymbol{u}(t)\vec{\nabla})\,\Lambda\,\Psi'(x')dt = (\partial'^0 + \boldsymbol{u}'(t')\vec{\nabla}')\Lambda\,\Psi'(x')dt'.
\tag{33}
$$

Отсюда, используя равенство (22), немедленно приходим к соотношению (23).

5. Электромагнитное поле

Электромагнитное поле в вакууме, взаимодействующее с электрическими токами и зарядами, можно описать с помощью 4-потенциала $A^{\mu} = A^{\mu}(x)$ ($\mu = 0,\ 1,\ 2,\ 3$). В калибровке Лоренца 4-потенциал подчиняется волновому уравнению (в некоторой инерциальной системе отсчета K)

$$(\partial^{0^2} - \vec{\nabla}^2) A^{\mu}(x) = 4\pi j^{\mu}(x), \tag{34}$$

где $j^{\mu}(x)$ - 4-вектор плотности электрического тока. Согласно (34), состояние электромагнитного поля в некоторый момент времени t определяется заданием в этот момент величин $A^{\mu}(x)$ и $\partial A^{\mu}(x)/\partial t$ во всем пространстве. В случае, если функция $j^{\mu}(x)$ задана в некоторой области 4-пространства, решение уравнения (34) в этой области однозначно определяется начальными условиями

$$\begin{aligned} A^{\mu}(x)\Big|_{t=t_0} &= F^{\mu}(\boldsymbol{r}), \\ \frac{\partial A^{\mu}(x)}{\partial t}\Bigg|_{t=t_0} &= G^{\mu}(\boldsymbol{r}), \end{aligned} \tag{35}$$

где $F^{\mu}(\boldsymbol{r})$ и $G^{\mu}(\boldsymbol{r})$ - произвольные функции, заданные на трехмерном множестве пространственных координат, входящем в указанную выше область 4-пространства. Динамическая задача, аналогичная (34)-(35), может быть сформулирована в любой инерциальной системе отсчета K', движущейся относительно системы отсчета K. В указанной выше динамической задаче временные координаты t и t', относящиеся к системам отсчета K и K', имеют, очевидно, глобальный характер и поэтому не могут быть связаны между собой.

Для установления связи между локальными переменными t и t' вновь рассмотрим движение центра волнового пакета, построенного теперь из волн электромагнитного поля. Далее вычисляем приращения функций $A^{\mu}(x)$ и $\partial^{\nu} A^{\mu}(x)$, которые эти функции приобретают при движении центра пакета по траектории:

$$\begin{aligned} dA^{\mu}(x) &\equiv A^{\mu}(t+dt, \boldsymbol{r}(t+dt)) - A^{\mu}(t, \boldsymbol{r}(t)), \\ d\,\partial^{\nu} A^{\mu}(x) &\equiv \partial^{\nu} A^{\mu}(t+dt, \boldsymbol{r}(t+dt)) - \partial^{\nu} A^{\mu}(t, \boldsymbol{r}(t)), \end{aligned} \tag{36}$$

а также аналогичные величины $dA'^{\mu}(x')$ и $d\,\partial'^{\nu} A'^{\mu}(x')$, относящиеся к системе отсчета K'. В формулах (36) $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t)$ - уравнение кривой, по которой перемещается центр волнового пакета в системе отсчета K. Последующие выкладки опускаем, так как они совершенно аналогичны тем, которые приводились в разделе 3. Из соотношений

$$\begin{aligned} dA^{\mu}(x) &= \sum_{\nu} L^{\mu}_{\ \nu} dA'^{\nu}(x'), \\ d\,\partial^{\nu} A^{\mu}(x) &= \sum_{\alpha,\beta} L^{\nu}_{\ \alpha} L^{\mu}_{\ \beta}\, d\partial'^{\alpha} A'^{\beta}(x'), \end{aligned} \tag{37}$$

выражающих собой требование, чтобы для электромагнитного поля одновременно выполнялись принцип причинности и принцип относительности, вновь получаем равенство (23).

6. **Заключение**

Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом. Ход времени в какой-либо физической системе, рассматриваемой с точки зрения движущихся друг относительно друга инерциальных систем отсчета, зависит от характера происходящих в системе материальных процессов. Соотношение, связывающее ход времени в одной инерциальной системе отсчета с ходом времени в другой, может быть выведено из релятивистских уравнений движения для любого вида материи. Следует подчеркнуть, что речь идет о локальном времени, т.е. о моментах времени, относящихся к выделенным точкам трехмерного пространства. Между моментами времени, рассматриваемыми как глобальные величины, относящиеся сразу же ко всем точкам трехмерного пространства, не существует какой-либо связи. Явление динамической неоднородности времени имеет относительный характер. Если движение физической системы рассматривается лишь в одной фиксированной инерциальной системе отсчета, то никаких физических свойств времени обнаружить невозможно. Чтобы выявить существование физических свойств времени, нужно иметь, по крайней мере, две системы отсчета, наличие которых позволяет сравнивать между собой отсчитанные в них промежутки времени, относящиеся к какому-либо физическому процессу, протекающему в окрестности некоторой точки 4-пространства.

Как видно из результатов данной работы, представление о времени как о некой сущности, данной свыше и не зависящей от природных процессов, укоренившееся в сознании большинства исследователей, ошибочно. Время играет активную роль в физических процессах. Его течение зависит от состояния движения физической системы, изменяясь под действием силовых полей. Очевидно, что, в свою очередь, в силу динамических уравнений, изменение хода времени оказывает обратное влияние на поведение системы.

Здесь уместно отметить еще один момент, имеющий принципиальное значение. Согласно О. Джефименко [6], из уравнений Максвелла для электромагнитного поля и принципа относительности следует, что инерциальные системы отсчета, движущиеся друг относительно друга, связаны между собой преобразованиями Лоренца. Этот факт означает, что пространство и время, на фоне которых развивается электромагнитное поле, образуют 4-мерное пространство с псевдоевклидовой метрикой. Как подчеркивает А.Логунов, «это утверждение есть строгая математическая истина» (см. [10], стр.37). Так как принцип относительности должен быть справедливым для любой формы материи, то механику Ньютона необходимо переформулировать таким образом, чтобы она согласовывалась с принципом относительности. Такой переформулировкой механики Ньютона и является релятивистская механика, которая отличается от ньютоновской лишь тем, что она описывает движение частицы на фоне четырехмерного пространства-времени с псевдоевклидовой метрикой, как того требуют уравнения Максвелла. Можно сказать, что в некотором смысле релятивистская механика является следствием максвелловской электродинамики.

Подчеркнем, что пространство-время служит не просто ареной, на которой развиваются физические процессы. Это такая арена, которая непрерывно изменяется, деформируется в результате взаимодействия между полями и частицами, и эти деформации, в свою очередь, влияют на физические свойства системы. Пространственная и временная составляющие 4-пространства выступают как активные участники физических событий, формирующие эти события непосредственно. Активная роль времени и пространства осуществляется через динамические уравнения.

Исследования по проблеме времени, целью которых является выяснение физического содержания понятия времени, истинной роли времени в событиях, происходящих в мире, имеют огромное прикладное значение именно в силу существования теснейшей связи между временем и динамикой. Открываются перспективы разработки методов управления как ходом времени в электронных системах, так и электронными процессами, используя активные свойства времени.

В связи с изложенными результатами интересно также отметить, что уравнения Максвелла для электромагнитного поля могут быть восстановлены, исходя из закона Кулона, закона сохранения электрического заряда, принципа суперпозиции для электрических полей и принципа относительности [12].

Литература

1. Ньютон И. *Математические начала натуральной философии*.(Наука, Москва, 1989).
2. Олейник В.П. *Сверхсветовые сигналы, динамическая неоднородность времени и принцип самоорганизации (Аномальные явления глазами физика-теоретика)*, Тезисы докладов Международной конференции "Сознание и физическая реальность. Науки о сознании и мозге на рубеже 2000 года", Москва, 16-18 апреля 1999г, "Парапсихология и психофизика", 1999, №1(27), с.12-14.
3. Oleinik V.P. The problem of electron and superluminal signals (Nova Science Publishers, Inc., N.-Y., 2000) (in print).; Олейник В.П. *Проблема электрона и сверхсветовая передача информации*, Физический вакуум и природа, **3,** 21-30 (2000).
4. Олейник В.П. *Новейшее развитие квантовой электродинамики: самоорганизующийся электрон, сверхсветовые сигналы, динамическая неоднородность времени,* Физический вакуум и природа, **4**, 3-17 (2000).
5. Kozyrev N.A., *Selected Transactions* (Leningrad University Press, Leningrad, 1991) (in Russian).
6. Jefimenko O.D. *Electromagnetic retardation and theory of relativity* (Electret Scientific Company, Star City, 1997).
7. Oleinik V.P., Borimsky Ju.C., Arepjev Ju.D. New ideas in electrodynamics: Physical properties of time (in print).
8. Oleinik V.P., Borimsky Ju.C., Arepjev Ju.D. Time, What is it? Dynamical Properties of Time. Physical Vacuum and Nature, **5**, 65-82 (2000).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (Наука, М., 1973).
10. Логунов А.А. *Лекции по теории относительности и гравитации: Современный анализ проблемы*. (Наука, М., 1987).
11. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. *Введение в теорию квантованных полей*. (Наука, М.,1976).
12. Олейник В.П. *Электромагнитное поле*. (КПИ, Киев, 1991).