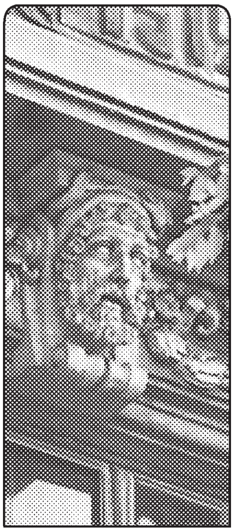
МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ



МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

УДК 530

Время в основных динамических уравнениях физики

В. И. Цой

Цой Валерий Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, tsoyvi@info.sgu.ru

Уравнения классической динамики и другие динамические уравнения движения допускают решения с обратным течением времени и не содержат явного запрета на обратное время. С другой стороны, физические теории необратимых процессов согласуются с запретом на обратное течение времени. В данной статье сделана попытка найти такой запрет также и в динамических уравнениях движения. Наряду с преобразованием инверсии времени вместе с инверсией импульсов рассмотрено преобразование с инверсией времени вместе с обратным движением по траектории в фазовом пространстве. Рассмотрены уравнения для нерелятивистского и релятивистского движения классической частицы, уравнение Шредингера для нерелятивистской квантовой частицы, уравнения Максвелла для свободного электромагнитного поля. Сделан вывод, что обратное движение по фазовой траектории с изменением направления времени невозможно. Рассмотрен специальный пример превращения обратимого движения в необратимое движение, как с переходом к статистическому поведению, так и с сохранением динамического характера движения.

Ключевые слова: обратимость и необратимость движения, динамика и статистика, необратимость времени.

DOI: https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-146-152

Введение

Из-за того что классические уравнения движения инвариантны относительно преобразований, при которых в обратной временной последовательности воспроизводятся конфигурации описываемой системы (траектории частиц, интенсивности волн), есть трудность в согласовании этого обстоятельства с тем, что время бесповоротно течет из известного прошлого в неизвестное будущее. Одна из точек зрения по этому вопросу была высказана А. Эйнштейном в дискуссии с В. Ритцем по поводу того, что волновые уравнения допускают решения не только с запаздывающими, но и с опережающими потенциалами [1]. Ритц полагал, что отбор только запаздывающих решений можно использовать для обоснования необратимости и второго начала термодинамики. По мнению Эйнштейна, решения с опережающими потенциалами не следует отбрасывать, так как они позволяют вычислять волновое поле по совокупности процессов поглощения. С его точки зрения необратимость покоится на вероятностных основах, не затрагивающих обратимость элементарных процессов.

К этому же относится проблема, возникшая при статистическом обосновании возрастания энтропии Л. Больцманом [2]: каким образом в системе из многих частиц утрачивается обратимость и возникает необратимость. Предполагается, например, что обоснование возрастания энтропии, указывающего на необратимость, можно искать в квантовой механике. Хотя само по себе уравнение Шредингера допускает инвариантное преобразование с изменением знака времени, измерения характеристик квантовой системы приводят к необратимым изменениям ее состояний и придают времени выделенное направление [3]. Другой подход, нацеленный на объединение динамики и термодинамики путем возведения второго начала термодинамики в динамический принцип, развит И. Пригожиным [4]. С фазовыми плотностями, непрерывно эволюционирующими по законам классической механики, сопоставляются фазовые плотности, изменение которых носит вероятностный характер. Для неустойчивых динамических движений удается найти такие пары осуществляющих подобные сопоставления преобразований, которым соответствует возрастание микроскопической энтропии при движении с противоположными направлениями времени. Таким образом, можно рассмотреть динамическое движение как внутренне случайное, а затем воспользоваться энтропией для отбора направления времени.

Широко использовалась также точка зрения, согласно которой обратимые уравнения механики излишне идеализируют реальность. Реальное описание системы частиц в механическом смысле не полно и обратимые уравнения для частицы в системе сталкивающихся частиц должны быть дополнены стохастическими членами, которые делают уравнения необратимыми (послесловие Ю. Л. Климонтовича в книге [4]).

Но надо учитывать, что преобразования с инверсией времени позволяют обосновать многие важные закономерности в физике. Например, с их помощью объясняются особенности симметрии кинетических коэффициентов Онсагера [3], детали в систематизации квантовых состояний и в правилах отбора квантовых переходов [5], обратное черенковское излучение и обратный эффект Доплера [6].

Таким образом, с одной стороны, физические теории необратимых процессов содержат указание на одностороннее течение времени. С другой стороны, теории обратимых процессов позволяют успешно применять преобразования с инверсией времени для динамически устойчивых движений, но формально не содержат явного запрета на обратное время. В данной статье сделана попытка найти такой запрет.

1. Обратимость изменения конфигураций при инверсии времени

1.1. В механике классической частицы обратимость уравнений движения означает их инвариантность по отношению к такому преобразованию координат $\mathbf{q} = (x, y, z)$ и импульсов $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ с инверсией времени t, что частица совершает возвратное движение по траектории $\mathbf{q}(t)$:

$$t' = -t, \quad \mathbf{q}' = \mathbf{q}, \quad \mathbf{p}' = -\mathbf{p}\,. \tag{1}$$

Действительно, для частицы с массой m в потенциальном поле $W(\mathbf{q})$ гамильтониан, определяемый формулой

$$H(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \mathbf{p}^2/2m + W(\mathbf{q})\,, \tag{2}$$

сохраняет свою форму, $H'(\mathbf{p}', \mathbf{q}') = H(\mathbf{p}, \mathbf{q})$. Вместе с этим сохраняют форму канонические уравнения движения. Согласно соотношениям (1) и (2) имеем:

$$d\mathbf{q}'/dt' = -d\mathbf{q}/dt = -\,\partial H/\partial \mathbf{p} =$$
$$= -\,\mathbf{p}/m = \mathbf{p}'/m = \partial H'/\partial \mathbf{p}', \tag{3}$$

$$d\mathbf{p}'/dt' = d\mathbf{p}/dt = -\,\partial H/\partial \mathbf{q} = -\,\partial H'/\partial \mathbf{q}'. \tag{4}$$

Следовательно, возвратное движение (1) разрешено законом движения. При этом происходит движение по прежним точкам траектории, однако с противоположными импульсами, т.е. через другие состояния. В фазовом пространстве точек $(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ вычерчивается другая фазовая траектория. По словам Ю. Л. Климонтовича (цит. по: [4, с. 291]), «речь идет фактически о возможности “возвращения домой” – в исходное положение R_0, но с обратными импульсами – P_0».

1.2. В релятивистской механике функция Гамильтона описывается формулой [7]

$$H(p_i, x^i) = c\sqrt{m^2c^2 + p^2} - mc^2 + W(x^i), \tag{5}$$

где $i = 0,1,2,3$ – индексы времени ($i = 0$) и пространственных координат ($i = \alpha = 1,2,3$); $W(x^i)$ – потенциальная функция.

Здесь компоненты 4-радиус вектора x^i и 4-импульса p^i определяются формулами

$$x^i = ct, x, y, z, \quad x_i = g_{ik}x^k = ct, -x, -y, -z,$$
$$p^i = mc\gamma, mv^1\gamma, mv^2\gamma, mv^3\gamma, \tag{6}$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский

множитель; v^α – 3-вектор скорости частицы; $p^2 = \sum p^\alpha p^\alpha = -p^\alpha p_\alpha$ – квадрат 3-импульса.
Инверсия времени (1) принимает, в более удобных для рассматриваемого случая обозначениях, вид:

$$\tilde{x}^0 = -x^0,\ \tilde{x}^\alpha = x^\alpha,\ \tilde{p}^0 = p^0,\ \tilde{p}^\alpha = -p^\alpha. \quad (7)$$

Относительно этой инверсии гамильтониан (5) инвариантен, $\tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i) = H(p_i, x^i)$, и инвариантны канонические уравнения:

$$d\tilde{x}^\alpha / d\tilde{x}^0 = -dx^\alpha / dx^0 = -\partial H(p_i, x^i)/\partial c p_\alpha = \\ = -p^\alpha / mc\gamma = \tilde{p}^\alpha / mc\gamma = \partial \tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i)/\partial c \tilde{p}_\alpha, \quad (8)$$

$$d\tilde{p}^\alpha / d\tilde{x}^0 = dp^\alpha / dx^0 = -\partial H(p_i, x^i)/\partial c x^\alpha = \\ = -\partial \tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i)/\partial c \tilde{x}^\alpha\ . \quad (9)$$

Получаем, что релятивистское возвратное движение по траектории с изменением знака импульса (7) разрешено уравнениями движения (8), (9).

1.3. Частица с кинетическим импульсом $\mathbf{p}_{mech}$ и электрическим зарядом e в электромагнитном поле с векторным потенциалом $\mathbf{A}$ описывается каноническим импульсом [7,8]

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{mech} + e\,\mathbf{A}/c. \quad (10)$$

При инверсии времени (1), $t' = -t$, $\mathbf{p}' = -\mathbf{p}$, в соответствии с выражением (10), электрическая напряженность, $\boldsymbol{E} = -\partial \boldsymbol{A}/\partial ct$, не меняется, тогда как магнитная напряженность, $\boldsymbol{B} = \mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}$, меняет знак. В случае квазистатического поля изменение знака магнитного поля означает изменение знака создающего его тока, т.е. импульса носителей тока. В итоге картина влияния инверсии времени на заряженную частицу не отличается по существу от картины для незаряженной частицы.

В случае свободного оторвавшегося от источника излучения уравнения Максвелла

$$(1/c)\partial \mathbf{E}/\partial t = rot\ \mathbf{B}, \quad (11)$$

$$(1/c)\partial \mathbf{B}/\partial t = -rot\ \mathbf{E}, \quad (12)$$

также инвариантны относительно инверсии $t' = -t$, $\mathbf{B}' = -\mathbf{B}$. Однако изменение знака магнитного поля с сохранением знака электрического поля означает, что меняют направление на противоположное плотность импульса $\mathbf{g} = (1/4\pi\,c)(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$ и плотность потока энергии $\mathbf{S} = (c/4\pi)(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$. Таким образом, при такой инверсии времени события в электромагнитном поле заключаются в изменении состояний $(\mathbf{E}, -\mathbf{B})$, отличающихся от состояний $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ при естественном течении времени. Обратное движение волн по законам электродинамики возможно, но не приводит к детальному возвращению в исходное состояние, как и в случае обратного движения частицы по траектории.

1.4. В квантовой механике эволюция волновой функции ψ определяется не зависящим от времени гамильтонианом Н в картине Шредингера

$$i\hbar(\partial\psi/\partial t) = \mathrm{H}\psi. \quad (13)$$

Уравнение Шредингера инвариантно относительно преобразования с инверсией времени вместе с комплексным сопряжением волновой функции [5]:

$$t' = -t, \qquad \psi'(t') = \psi^*(t). \quad (14)$$

Поскольку волновая функция ψ полностью описывает квантовое состояние, можно сразу заметить, что преобразование (14) не возвращает систему в точности к исходному состоянию. Более отчетливо это можно увидеть, рассматривая эволюцию конфигурации – плотности вероятности $\psi^*\psi$ наблюдения частицы. Воспользуемся вытекающим из уравнения Шредингера уравнением непрерывности

$$\partial(\psi^*\psi)/\partial t = -div\ \mathbf{j}\,, \quad (15)$$

где $\mathbf{j} = (i\hbar/2m)(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi)$ – плотность потока вероятности.

При обращении времени (14) как изменение плотности вероятности, так и направление потока вероятности меняют знак. Это означает, что конфигурация вероятности повторяется в обратном порядке, но образуется посредством состояний с измененным направлением потока.

2. Необратимость изменения состояний при инверсии времени

2.1. Формальная обратимость во времени уравнений движения на самом деле указывает на возможность такого реального движения в реальном времени, при котором конфигурации (координаты на траектории, интенсивности поля) физической системы появляются в обратной последовательности, как уже говорилось выше. Эту обратимость нельзя связывать буквально с описанием движения в прошлое. Скорее движение в прошлое должно было бы полностью повторять состояния, в частности, не только траекторию частицы в реальном пространстве, но и фазовую траекторию в пространстве состояний.

Построим преобразование к обращенной фазовой траектории классической частицы в виде

$$\forall\left(\mathbf{p}'(t'),\mathbf{q}'(t')\right)\,\exists(t,d\tau>0):\left[\left(\mathbf{p}'(t'),\mathbf{q}'(t')\right)=\left(\mathbf{p}(t),\mathbf{q}(t)\right)\right]\wedge$$
$$\wedge\left[\left(\mathbf{p}'(t'+d\tau),\mathbf{q}'(t'+d\tau)\right)=\left(\mathbf{p}(t-d\tau),\mathbf{q}(t-d\tau)\right)\right]. \quad (16)$$

Это преобразование выделяет те точки на фазовой траектории, в которых частица регистрируется как по часам, отсчитывающим время в будущее, так и по часам, отсчитывающим время в прошлое. При этом элементарный сдвиг по ходу времени отображается величиной $d\tau>0$, а сдвиг против хода времени – величиной $(-d\tau<0)$. При движении вспять по фазовой траектории за время $dt'=d\tau=-dt$ изменения координаты и импульса выражаются соотношениями

$$d\mathbf{q}'=(d\mathbf{q}'/dt')(d\tau)=d\mathbf{q}=(d\mathbf{q}/dt)(-d\tau), \quad (17)$$

$$d\mathbf{p}'=(d\mathbf{p}'/dt')(d\tau)=d\mathbf{p}=(d\mathbf{p}/dt)(-d\tau). \quad (18)$$

Согласно этим соотношениям движение могло бы происходить вспять во времени и вспять по фазовой траектории при условиях

$$d\mathbf{q}'/dt'=-d\mathbf{q}/dt,\quad d\mathbf{p}'/dt'=-d\mathbf{p}/dt. \quad (19)$$

Гамильтониан (5) симметричен относительно рассматриваемого преобразования (16), $H'(\mathbf{p}'(t'),\mathbf{q}'(t'))=H(\mathbf{p}(t),\mathbf{q}(t))$, но уравнения движения не инвариантны относительно такой инверсии времени, так как

$$d\mathbf{q}'/dt'=-d\mathbf{q}/dt=-\partial H/\partial\mathbf{p}=$$
$$=-\mathbf{p}/m=-\mathbf{p}'/m=-\partial H/\partial\mathbf{p}', \quad (20)$$

$$d\mathbf{p}'/dt'=-d\mathbf{p}/dt=\partial H/\partial\mathbf{q}=\partial H/\partial\mathbf{q}', \quad (21)$$

$$\left(d^2\mathbf{q}'/dt'^2\right)=(d/dt')(-\partial H/\partial\mathbf{p}')=$$
$$=(d/dt')(-\mathbf{p}'/m). \quad (22)$$

В таком обратном движении скорость (20) направлена против импульса, а ускорение (22) направлено против силы.

Как видно из соотношений (20), (21), они представляли бы собой уравнения движения, если бы гамильониан был антисимметричен, $H'\left(\mathbf{p}'(t'),\mathbf{q}'(t')\right)=-H(\mathbf{p}(t),\mathbf{q}(t))$. Но тогда кинетическая энергия обращенного движения должна была бы стать парадоксально отрицательной.

Таким образом, по классическим законам движения невозможно перемещение частицы вспять по траектории $\mathbf{q}'=\mathbf{q}$ и вспять по времени $dt'=-dt$ через состояния $(\mathbf{q}',\mathbf{p}')=(\mathbf{q},\mathbf{p})$. Фазовая точка с течением времени вычерчивает фазовую траекторию, нигде «не осаживая» назад.

2.2. Чтобы проследить за обратным перемещением по фазовой траектории релятивистской частицы, перепишем преобразование (16) в более удобных для этого случая обозначениях:

$$\forall\left(\tilde p^\alpha(\tilde t),\tilde x^\alpha(\tilde t)\right)\exists(t,d\tau>0):$$
$$\left[\left(\tilde p^\alpha(\tilde t),\tilde x^\alpha(\tilde t)\right)=\left(p^\alpha(t),x^\alpha(t)\right)\right]\wedge$$
$$\wedge\left[\left(\tilde p^\alpha(\tilde t+d\tau),\tilde x^\alpha(\tilde t+d\tau)\right)=\right.$$
$$\left.=\left(p^\alpha(t-d\tau),x^\alpha(t-d\tau)\right)\right]. \quad (23)$$

На отрезке времени $d\tilde t=d\tau=-dt$ по часам, отсчитывающим время в прошлое, изменения координаты и импульса частицы равны

$$d\tilde x^\alpha=(d\tilde x^\alpha/d\tilde t)(d\tau)=dx^\alpha=(dx^\alpha/dt)(-d\tau), \quad (24)$$

$$d\tilde p^\alpha=(d\tilde p^\alpha/d\tilde t)(d\tau)=dp^\alpha=(dp^\alpha/dt)(-d\tau). \quad (25)$$

Видно, что движение вспять во времени $(d\tilde t=-dt)$ и вспять по фазовой траектории могло бы происходить при условиях

$$d\tilde x^\alpha/d\tilde t=-dx^\alpha/dt,\quad d\tilde p^\alpha/d\tilde t=-dp^\alpha/dt. \quad (26)$$

Гамильтониан (5) симметричен относительно рассматриваемой инверсии, $\tilde H\left(\tilde p_i,\tilde x^i\right)=H\left(p_i,x^i\right)$. Поэтому получаем для скорости частицы и действующей на нее силы при движении в прошлое равенства

$$d\tilde x^\alpha/d\tilde t=-dx^\alpha/dt=-\partial H/\partial p_\alpha=$$
$$=-p^\alpha/(m\gamma)=-\tilde p^\alpha/(m\gamma)=-\partial\tilde H/\partial\tilde p_\alpha, \quad (27)$$

$$d\tilde p^\alpha/d\tilde t=-dp^\alpha/dt=\partial H/\partial x^\alpha=\partial\tilde H/\partial\tilde x^\alpha. \quad (28)$$

Эти соотношения отличаются от канонических уравнений Гамильтона противоположными знаками в правых частях уравнений, как и в нерелятивистском случае. Таким образом, в релятивистской механике частицы движение вспять по фазовой траектории также невозможно.

2.3. Изменения электромагнитного поля $(\mathbf{E},\mathbf{B})$ при обратном течении времени можно рассмотреть с помощью преобразования, аналогичного преобразованию (16), в виде

$$\forall\big(\mathbf{E}'(t'),\mathbf{B}'(t')\big)\,\exists(t,d\tau>0):$$
$$\big[\big(\mathbf{E}'(t'),\mathbf{B}'(t')\big)=\big(\mathbf{E}(t),\mathbf{B}(t)\big)\big]\wedge\big[\big(\mathbf{E}'(t'+d\tau),\mathbf{B}'(t'+d\tau)\big)=\big(\mathbf{E}(t-d\tau),\mathbf{B}(t-d\tau)\big)\big]. \quad (29)$$

На отрезке времени $dt'=d\tau=-dt$, направленном в прошлое, изменения электрического и магнитного поля определяются величинами

$$d\mathbf{E}'=(\partial\mathbf{E}'/\partial t')(d\tau)=d\mathbf{E}=(\partial\mathbf{E}/\partial t)(-d\tau), \quad (30)$$

$$d\mathbf{B}'=(\partial\mathbf{B}'/\partial t')(d\tau)=d\mathbf{B}=(\partial\mathbf{B}/\partial t)(-d\tau), \quad (31)$$

т.е. движение могло бы происходить вспять во времени $(dt'=-dt)$ и вспять по состояниям $(\mathbf{E}',\mathbf{B}')=(\mathbf{E},\mathbf{B})$ при условиях $\partial\mathbf{E}'/dt'= -\partial\mathbf{E}/\partial t$, $\partial\mathbf{B}'/\partial t'=-\partial\mathbf{B}/\partial t$. Используя эти условия и уравнения Максвелла (11), (12), получим равенства:

$$(1/c)\partial\mathbf{E}'/\partial t'=-rot\,\boldsymbol{B}', \quad (32)$$

$$(1/c)\partial\mathbf{B}'/\partial t'=rot\,\mathbf{E}'. \quad (33)$$

Эти соотношения отличаются от уравнений Максвелла знаками правых частей, т.е. уравнения Максвелла в этом случае нарушаются. Движение вспять по состояниям электромагнитных волн невозможно, как и движение частиц вспять по фазовым траекториям частиц.

2.4. Обратимся к вопросу об инвариантности уравнения Шредингера (13) относительно обращенного во времени изменения состояний, т.е. изменения волновой функции. Соответствующее преобразование запишем в виде

$$\forall\,\psi'(t')\,\exists\,(t,d\tau>0):[\psi'(t')=\psi(t)]\wedge$$
$$\wedge[\psi'(t'+d\tau)=\psi(t-d\tau)]. \quad (34)$$

На отрезке времени $dt'=d\tau=-dt$, направленном в прошлое, изменение волновой функции равно

$$d\psi'=(\partial\psi'/\partial t')(d\tau)=d\psi=(\partial\psi/\partial t)(-d\tau), \quad (35)$$

т.е. должно соблюдаться условие $\partial\psi'/\partial t'= -\partial\psi/\partial t$. Согласно этому условию, с учетом уравнения Шредингера (13), при обратном течении времени должно выполняться равенство

$$i\hbar(\partial\psi'/\partial t')=-i\hbar(\partial\psi/\partial t)=-\mathrm{H}\psi=-\mathrm{H}'\psi'. \quad (35)$$

В этом равенстве отрицательный знак правой части нарушает уравнение Шредингера. К этому можно добавить, что нарушается также уравнение непрерывности для квантовой плотности вероятности. Согласно соотношениям (15), (34), (35), нетрудно получить соотношение

$$\partial(\psi^*\psi)'/\partial t'=-\partial(\psi^*\psi)/\partial t=div\,\mathbf{j}=div\,\mathbf{j}'. \quad (36)$$

Это соотношение отличается от уравнения непрерывности знаком в правой части.

Таким образом, уравнение движения квантовой частицы, как и уравнение движения классической частицы, не допускает точного обратного во времени движения по состояниям частицы.

Заключение

Если принять вытекающий из уравнений движения запрет на обратное течение времени из-за невозможности обратить движение с детальным воспроизведением всех параметров состояния, то представления, связанные с направленностью времени и причинностью, можно дополнить. Положение о том, что направленность времени отражается в физике только в необратимых процессах, затрудняет интерпретацию решений обратимых динамических уравнений с инверсией времени. Но приняв доводы, согласно которым решения обратимых уравнений изначально, по свойствам самих уравнений, описывают движение только с однонаправленным временем, решение с формальной инверсией времени нужно рассматривать как возможность соответствующего движения в реальном времени. При этом обратное изменение конфигураций в реальном времени показывает, что необратимость процессов не тождественна необратимости времени.

Сказанное можно проиллюстрировать следующим специальным примером. Пусть частицы уложены одним слоем на одной из стенок прямоугольного ящика с идеально отражающими стенками. В рамках, дозволенных уравнениями движения, будем считать массу ящика столь большой, что он остается неподвижным. Примем, что внешние поля не действуют, а частицы находятся на расстояниях, меньших радиуса взаимодействия. Придадим частицам направленные перпендикулярно к стенке импульсы равной величины. Появившееся движение подчиняется обратимым уравнениям, и одновременное изменение всех импульсов на противоположные импульсы при отражении от противоположной стенки приведет к обратному движению по нормали с повторением в обратном порядке распределений частиц.

Однако если первоначально придать частицам импульсы неодинаковой величины, желательно таким образом, чтобы промежутки времени от начала движения до возвращения каждой из частиц были взаимно простыми величинами, обратимое изменение конфигурации не состоится. Каждая из частиц будет двигаться по обратимой прямолинейной траектории в соответствии с классической динамикой, но частицы после отражения не будут воспроизводить конфигурации, в которых они были до отражения. Таким образом, движение по обратимым уравнениям может стать необратимым.

Другое превращение обратимого движения в необратимое движение произойдет, если сделать отражающую стенку неплоской или произвольно изменить направления начальных импульсов. Частицы начнут двигаться по траекториям, на которых возможны столкновения. Столкновения между частицами не описываются динамическими уравнениями, как и необходимые для столкновений сечения. Динамическое поведение системы сменяется статистическим поведением. Уже после первого столкновения частиц возможность одновременной смены знака импульса всех частиц и обратного движения к первоначальной конфигурации исчезает, движение становится необратимым.

Следует также упомянуть о теориях, в основу которых кладется требование невозможности движения из настоящего в прошлое или к настоящему из будущего (примером может служить теория восприимчивостей [5]). Хотя достаточным основанием к наложению этого требования служит уже обычный человеческий и общенаучный опыт, важно, что динамические уравнения движения сами устанавливают необратимость времени.

В заключение подчеркнем, что внутренняя необратимость времени в динамических уравнениях вовсе не запрещает поиска различных движений с помощью преобразований, использующих формальную инверсию времени. Более того, в данной статье рассмотрены только элементарные замкнутые системы с сохраняющейся энергией и сохраняющимся числом нераспадающихся частиц. В системах с оттоком либо притоком энергии, а также в системах физики высоких энергий вопросы пространственно-временного описания обратимых и необратимых процессов многократно усложняются, так что проблема необратимости движения на уровне элементарных законов не снимается.

Список литературы

1. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов : в 3 т. М. : Наука, 1966. Т. 3. 632 с.
2. *Давыдов Б. И.* Великий физик (К 50-летию со дня смерти Людвига Больцмана) // УФН. 1957. Т. 61. С. 17–22 . DOI: 10.3367/UFNr.0061.195701c.0017
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика (часть 1). М. : Наука, 1976. 584 с.
4. *Пригожин И.* От существующего к возникающему. М. : КомКнига, 2006. 328 с.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М. : Наука, 1989. 768 с.
6. *Пафомов В. Е.* Переходное излучение и черенковское излучение // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1853–1858.
7. *Маделунг Э.* Математический аппарат физики. М. : ГИФМЛ, 1981. 618 с.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теории поля. М. : Наука, 1988. 510 с.

Образец для цитирования:

Цой В. И. Время в основных динамических уравнениях физики // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 146–152. DOI: https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-146-152

Time in Basic Dynamic Equations of Physics

V. I. Tsoy

Valery I. Tsoy, https://orcid.org/0000-0001-8055-4385, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, tsoyvi@info.sgu.ru

Background and Objectives: It is known that the dynamic equations of motion do not suppress the reverse flow of time. On the other hand, the physical theories of irreversible processes are consistent with the fact that time goes in one direction. This article attempts to find a forbiddance on the inverse of time in the dynamic equations of motion. **Methods:** Both inversion of time together with momentum inversion and time inversion together with reverse movement along a trajectory in phase space are considered. The equations for non relativistic and relativistic classical particles, the Schrodinger equation for a quantum particle, and the Maxwell equations for a free electromagnetic field are studied. **Conclusion:** It is concluded that the backward movement along the phase trajectory with a reversed time is impossible. A special example of the transformation of reversible motion to irreversible motion shows that there are both a transition to statistical behavior and a dynamic irreversible motion.

Keywords: reversibility and irreversibility of motion, dynamics and statistics, irreversibility of time.

References

1. Einstein A. *Sobranie nauchnykh trudov, tom 3* [Collection of scientific works, vol. 3]. Moscow, Nauka Publ., 1962. 632 p. (in Russian).
2. Davydov B. I. The great Physicist (Semicentenary from Ludwig Boltzmann Death-day). *UFN,* 1957, vol. 61, pp. 17–22 (in Russian). DOI: 10.3367/UFNr.0061.195701c.0017
3. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Statisticheskaya fisika (chast 1)* [The Statistical Physics (part 1)]. Moscow, Nauka Publ.,1976. 584 p. (in Russian).
4. Prigozhin I. *Ot suchshestvuyuchshego k voznikayuchshemu* [From Beimg to Arising]. Moscow, KomKniga Publ., 2006. 328 p. (in Russian).
5. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Kvantovaya mechanika* [The Quantum Mechanics]. Moscow, Nauka Publ., 1989. 768 p. (in Russian).
6. Pafomov V. E. Transition Radiation and Cerenkov Radiation. *Soviet Physics JETF*, 1959, vol. 36, pp. 1321–1324.
7. Madelung E. *Matematicheskiy apparat fiziki* [The Mathematical Instrument of Physics]. Moscow, GIFML Publ., 1981. 618 p. (in Russian).
8. Landau L. D., Lifshitz E. M. *The classical theory of fields*. Oxford, Pergamon Press, 1971. 374 p.

Cite this article as:

Tsoy V. I. Time in Basic Dynamic Equations of Physics. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 146–152 (in Russian). DOI: https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-146-152