

**КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ
НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ КАК СЛЕДСТВИЕ ПОСТУЛАТОВ
ПРИЧИННОЙ МЕХАНИКИ Н. А. КОЗЫРЕВА;
СИЛЫ В ПРИЧИННОЙ МЕХАНИКЕ***

Л. С. Шихобалов

Содержание

1. Причинная механика и квантовомеханические соотношения неопределенностей.....	126
2. О характеристике времени c_2 в теории Н. А. Козырева.....	133
3. Силы, обусловленные воздействием времени.....	137
4. О неточности задания сил в классической механике.....	146

Статья состоит из четырех независимых разделов. В первом на основе исходных постулатов причинной механики Н. А. Козырева выведены соотношения неопределенностей Гейзенберга. Второй раздел содержит определение хода времени c_2 , отличающееся от введенного Н. А. Козыревым. В третьем разделе предложены возможные обобщения козыревского выражения для добавочных сил, действующих в причинных связях. В четвертом разделе проанализирована неточность задания сил в классической механике, связанная с неучетом временного различия между причиной и следствием.

**1. Причинная механика и квантовомеханические
соотношения неопределенностей**

Причинная механика Н. А. Козырева [1] начинается с постулатов о том, что в элементарном причинно-следственном звене точка-причина и точка-следствие разделены сколь угодно малыми, но не равными нулю пространственным δx и временным δt различиями, отношение которых есть фундаментальная константа, называемая *ходом времени* c_2 :

$$c_2 = \frac{\delta x}{\delta t} \equiv \text{const.} \quad (1.1)$$

Принимается, что константа c_2 — псевдоскаляр. При этом ее

* Статья написана в 1993 году и опубликована в 1996 году на английском языке:

Shikhobalov L. S. Quantum-mechanical uncertainty relations as a consequence of the postulates of N. A. Kozyrev's causal mechanics; forces in causal mechanics // On the way to understanding the time phenomenon: the constructions of time in natural science. Part 2: The "active" properties of time according to N. A. Kozyrev / Editor A. P. Levich. — Singapore; New Jersey; London; Hong Kong: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1996. — P. 109 – 134. — (Series on advances in mathematics for applied sciences; Vol. 39). Статья печатается в авторской редакции. – Прим. ред.-сост.

псевдоскалярность связывается с наличием подобного свойства у величины δt . Однако утверждение о псевдоскалярности δt в причинной механике обосновано, на наш взгляд, недостаточно убедительно. Чтобы «обойти» вопрос о том, является δt псевдоскаляром или истинным скаляром, перейдем в законе (1.1) к абсолютным значениям величин:

$$|c_2| = \frac{|\delta x|}{|\delta t|} \equiv \text{const} > 0. \quad (1.2)$$

В причинной механике физический смысл величин δx и δt не детализирован. Мы придадим им смысл, который позволяет установить взаимосвязь причинной механики и квантовой физики.

Пусть пространство и время образуют единое четырехмерное многообразие, причем как по пространственным, так и по временной переменным оно обладает собственно евклидовой геометрией (для дальнейшего не имеет значения, какова геометрия всего пространства-времени в целом — собственно евклидова или псевдоевклидова, потому что в настоящем разделе пространственные и временные величины рассматриваются по отдельности).

Назовем «столкновением» материальных точек (частиц) их взаимодействие при сближении до минимально возможных пространственного и временного расстояний. Следует отметить, что в различных актах «столкновения» минимальное расстояние между частицами может быть различным, при этом оно заведомо отлично от нуля, так как в евклидовом континууме различающиеся точки всегда разделены ненулевым промежутком. (Мы заключаем термин «столкновение» в кавычки, поскольку «сталкивающиеся» частицы не соприкасаются между собой.)

Будем считать, что пространственные и временные координаты «сталкивающихся» материальных точек — независимые случайные переменные, и примем, что величины $|\delta x|$ и $|\delta t|$ есть квантовомеханические неопределенности (то есть среднеквадратические значения) пространственного и временного расстояний между двумя «столкнувшимися» материальными точками:

$$|\delta x| = \sqrt{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}; \quad |\delta t| = \sqrt{(t_1 - t_2)^2}, \quad (1.3)$$

здесь \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 , t_1 , t_2 — пространственные радиусы-векторы и временные координаты «столкнувшихся» частиц; черта над символом — процедура усреднения переменной по всем возможным значениям.

Предположим, что случайные величины \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , а также t_1 и t_2 характеризуются одинаковыми плотностями распределения и одинаковыми средними значениями. Точку пространства-времени, совпадающую со средним положением обеих частиц, назовем *точкой столкновения*. Именно она воспринимается при макроскопическом описании как место, где находятся обе «столкнувшиеся» частицы. Пространственный радиус-вектор \mathbf{r} и временная

координата t точки столкновения есть

$$\mathbf{r} = \overline{\mathbf{r}_1} = \overline{\mathbf{r}_2}; \quad t = \overline{t_1} = \overline{t_2}. \quad (1.4)$$

Среднеквадратические отклонения частиц от точки столкновения в силу тождественности их плотностей распределения одинаковы для обеих частиц и по пространственным и временному направлениям составляют соответственно

$$\begin{aligned} \Delta r &= \sqrt{(\overline{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}})^2} = \sqrt{(\overline{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}})^2}; \\ \Delta t &= \sqrt{(\overline{t_1 - t})^2} = \sqrt{(\overline{t_2 - t})^2}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Используя формулы (1.3) – (1.5) и независимость случайных величин \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , можем записать:

$$\begin{aligned} |\delta x|^2 &= \overline{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2} = \overline{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}) - (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})^2} = \overline{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})^2} - 2\overline{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})} + \overline{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})^2} = \\ &= 2(\Delta r)^2 - 2\overline{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})} = 2(\Delta r)^2, \end{aligned}$$

где точка – знак скалярного произведения векторов. Отсюда следует, что неопределенность пространственного положения частицы связана с величиной $|\delta x|$ соотношением

$$\Delta r = \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta x|. \quad (1.6)$$

Аналогичным образом для неопределенности временной координаты частицы можно получить следующую связь с $|\delta t|$:

$$\Delta t = \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta t|. \quad (1.7)$$

При макроскопическом описании «столкновения» в качестве точек приложения сил, действующих на частицы, принимается для обеих частиц одна и та же точка – введенная выше точка столкновения с координатами (1.4). Вместе с тем, действительные пространственные и временные положения частиц и, следовательно, точек приложения сил могут не совпадать с точкой столкновения. Неточность задания точек приложения сил приводит к неточностям в определении энергий и импульсов частиц. При этом неточность значения энергии равна работе, которую произвела бы сила при перемещении частицы от точки столкновения до точки ее истинного местонахождения; а неточность значения импульса равна добавке импульса, которую приобрела бы частица под действием данной силы за промежуток времени, отличающий действительный момент взаимодействия от момента, отвечающего точке столкновения. Таким образом, неточности определения энергии и импульса в каждом отдельном акте «столкновения» для одной частицы равны соответственно $\mathbf{F}_1 \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})$ и $\mathbf{F}_1(t_1 - t)$, а для другой составляют $\mathbf{F}_2 \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})$ и $\mathbf{F}_2(t_2 - t)$, где \mathbf{F}_1 , \mathbf{F}_2 – силы, действующие на первую и вторую частицы. Среднеквадратические значения данных величин могут быть отождествлены с квантовомеханическими неопределенностями энергий и импульсов частиц. Вычислим их.

Пусть частицы взаимодействуют посредством сил, описываемых классической механикой Ньютона, то есть таких сил, которые равны между

собой по модулю, противоположны по направлению и имеют общую линию действия – пространственную прямую, проходящую через обе частицы (силами, вводимыми в причинной механике, пренебрежем вследствие их малости). Такие силы могут быть представлены в форме

$$\mathbf{F}_1 = \pm F \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}; \quad \mathbf{F}_2 = -\mathbf{F}_1, \quad (1.8)$$

где F – модуль сил \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 ; $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ – направляющий орт; знаки плюс и минус отвечают случаям соответственно взаимного отталкивания и притяжения частиц.

При вычислении неопределенности энергии ограничимся учетом ситуаций, когда «столкнувшиеся» частицы располагаются с точкой столкновения на одной прямой (последняя может быть различной для разных актов «столкновения»). В связи с тем, что в данном случае силы \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 ориентированы вдоль этой же прямой, направляющий орт в выражении (1.8) совпадает с точностью до знака с векторами $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|$ и $(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})/|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}|$, поэтому выражение (1.8) может быть переписано в виде

$$\mathbf{F}_1 = \pm F \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} = \pm F \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}|}; \quad \mathbf{F}_2 = -\mathbf{F}_1 \quad (1.9)$$

(здесь и в приводимом ниже равенстве (1.11) знак при F может отличаться от знака в формуле (1.8)). При таком представлении сил \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 неопределенность значения энергии ΔE , одинаковая для обеих частиц, вычисляется очень просто:

$$\Delta E = \sqrt{[\mathbf{F}_i \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r})]^2} = \sqrt{\left[\pm F \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|} \right]^2} = F' \sqrt{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r})^2} = F' \Delta r, \quad (1.10)$$

где F' – значение F в некоторой средней точке; $i = 1, 2$; здесь использованы теорема о среднем значении и первое из выражений (1.5).

Теперь вычислим неопределенность импульса. Имея целью сравнить получаемый результат с соответствующим результатом квантовой механики, расчет произведем применительно к одномерному случаю, как это делается в [2]. Пусть частицы вместе с точкой столкновения находятся при осуществлении «столкновения» на прямой, параллельной координатной оси z . Тогда силы \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 , описываемые выражением (1.8), могут быть представлены в форме

$$\mathbf{F}_1 = \pm F \mathbf{k}; \quad \mathbf{F}_2 = -\mathbf{F}_1, \quad (1.11)$$

где \mathbf{k} – направляющий орт оси z . В этом случае неопределенность z -компоненты импульса Δp_z , совпадающая для обеих частиц, составляет

$$\Delta p_z = \mathbf{k} \cdot \sqrt{[\mathbf{F}_i(t_i - t)]^2} = \sqrt{[\pm F \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}(t_i - t)]^2} = F'' \sqrt{(t_i - t)^2} = F'' \Delta t, \quad (1.12)$$

где F'' — значение F в некоторой средней точке; $i = 1, 2$; использованы теорема о среднем значении и второе из выражений (1.5). В данном случае неопределенность z -координаты Δz , также одинаковая для обеих частиц, равна

$$\Delta z = \sqrt{(z_1 - z)^2} = \sqrt{(z_2 - z)^2} = \Delta r, \quad (1.13)$$

где z_1, z_2, z – z -координаты «столкнувшихся» частиц и точки столкновения.

Конкретизируем значения сил \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 . Будем считать, что частицы несут электрические заряды e или $-e$ ($-e$ – заряд электрона), взаимодействуют посредством только электрических сил и при «столкновении» взаимно неподвижны. В этом случае их взаимодействие осуществляется кулоновскими силами, описываемыми выражением (1.8) с модулем

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная. В последующем изложении используется только такое значение модуля сил, которое отвечает расстоянию между частицами $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, равному $|\delta x|$. Именно это значение модуля сил далее обозначается символом F :

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\delta x|^2}. \quad (1.14)$$

Составим произведение модуля сил F и неопределенностей пространственного и временного положений частиц. С учетом зависимостей (1.6), (1.7), (1.14) и определения хода времени c_2 имеем

$$F \Delta r \Delta t = \frac{1}{2} F |\delta x| |\delta t| = \frac{e^2 |\delta t|}{8\pi\epsilon_0 |\delta x|} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 |c_2|} = \alpha \frac{\hbar c}{2 |c_2|}, \quad (1.15)$$

где $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c) \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры; $\hbar = h/(2\pi)$; h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме.

Очевидно, что в качестве величин F' и F'' , входящих в выражения (1.10) и (1.12), может быть принято рассматриваемое значение модуля сил: $F' \approx F'' \approx F$. Отсюда и из выражений (1.10), (1.12), (1.13), (1.15) получаем

$$\Delta E \Delta t = \alpha \frac{\hbar c}{2 |\tilde{\hbar}_2|}; \quad \Delta p_z \Delta z = \alpha \frac{\hbar c}{2 |\tilde{\hbar}_2|}. \quad (1.16)$$

Одно из соотношений неопределенностей квантовой механики, записанное для минимально возможных значений неопределенностей, имеет вид

$$\Delta p_z \Delta z = \frac{\hbar}{2}. \quad (1.17)$$

Сравнивая второе из соотношений (1.16) с формулой (1.17), находим:

$$\frac{|\tilde{\hbar}_2|}{\hbar} = \alpha \approx \frac{1}{137}; \quad |\tilde{\hbar}_2| = \alpha c \approx 2187,7 \hat{=} \tilde{\hbar}. \quad (1.18)$$

Тот факт, что основная количественная характеристика причинной механики – константа c_2 – представляется в виде произведения универсальных постоянных, подтверждает справедливость исходного положения теории Козырева о ее фундаментальности.

Указанное численное значение константы c_2 согласуется со значением, полученным Н. А. Козыревым экспериментально путем измерения добавочных сил в механических системах [1, С. 367, 382]. То обстоятельство, что опытное значение c_2 оказалось именно таким, позволило ученому принять зависимость $|c_2| = \alpha c$ в качестве эмпирического факта.

Результат, выражаемый соотношениями (1.18), позволяет по-новому взглянуть на некоторые положения квантовой механики. Ученых-физиков давно волнует происхождение фундаментальной безразмерной константы α – постоянной тонкой структуры. Так, Р. Фейнман пишет: «Вам, конечно, хотелось бы узнать, как появляется это число [...]? Никто не знает. Это одна из величайших проклятых тайн физики: *магическое число*, которое дано нам и которого человек совсем не понимает» [3, С. 114]. Соотношения (1.18) приподнимают завесу тайны над этим числом. Благодаря им, говоря словами Н. А. Козырева, «наличие безразмерной постоянной α перестает быть загадочным и становится естественным как отношение некоторых двух [фундаментальных] скоростей» [1, С. 367].

Выражения (1.18) позволяют также уточнить и дать новую интерпретацию соотношению неопределенностей для энергии и времени. Это соотношение применительно к наименьшим возможным значениям неопределенностей обычно записывают в виде

$$\Delta \dot{A} \Delta t \sim \hbar. \quad (1.19)$$

Данное соотношение, в отличие от соотношения (1.17), устанавливает не точную нижнюю границу произведения неопределенностей, а только его порядок. И сами входящие в (1.19) величины трактуются иначе, нежели величины, фигурирующие в (1.17). Это связано с тем, что в квантовой механике время t считается детерминированной, а не случайной переменной, поэтому величины ΔE и Δt понимаются не в обычном смысле, как среднеквадратические отклонения, а соответственно как погрешность измерения энергии и как длительность процесса ее измерения [4, С. 317; 5]. Нетрудно видеть, что различие в трактовках квантовомеханических зависимостей (1.17) и (1.19) противоречит релятивистской симметрии пространства и времени. Выражения (1.18) позволяют устранить это противоречие. Они и первое из равенств (1.16) приводят к соотношению неопределенностей для энергии и времени в «стандартной» форме, связывающей минимально возможные значения среднеквадратических отклонений соответствующих переменных:

$$\Delta \dot{A} \Delta t = \frac{\hbar}{2}. \quad (1.20)$$

Выражения (1.18) вместе с (1.15) дают еще одно соотношение неопределенностей:

$$F \Delta r \Delta t = \frac{1}{2} F |\delta x| |\delta t| = \frac{\hbar}{2}, \quad (1.21)$$

где слева стоит величина, имеющая размерность действия.

Ограничения на возможные значения величин Δr и Δt можно получить, если принять условие, что неопределенность энергии не превосходит энергию покоя электрона:

$$\Delta E \leq m_e c^2, \quad (1.22)$$

где m_e – масса электрона. Данное условие и выражения (1.6), (1.7), (1.14), (1.20), (1.21) приводят к следующим неравенствам:

$$\begin{aligned} \Delta r &= \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta x| \geq \frac{\alpha \hbar}{2m_e c} \approx 1,41 \cdot 10^{-15} \text{ м}; \\ \Delta t &= \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta t| \geq \frac{\hbar}{2m_e c^2} \approx 6,44 \cdot 10^{-22} \text{ нс}, \end{aligned} \quad (1.23)$$

здесь величина, стоящая в правой части первого неравенства, равна половине так называемого классического радиуса электрона.

В настоящем разделе мы отошли от важного для причинной механики подразделения взаимодействующих материальных точек на причину и следствие (различающихся, в частности, тем, что следствие всегда наступает позже причины). В приведенных выше рассуждениях взаимодействующие частицы рассматриваются как эквивалентные, и их нельзя объективно разделить на причину и следствие; к примеру, их временные координаты при «столкновении» удовлетворяют с равной вероятностью как неравенству $t_1 > t_2$, так и неравенству $t_2 > t_1$.

Воспользовавшись соотношением неопределенностей (1.17), мы доказали справедливость закона Козырева (1.2) и подтвердили, что ход времени c_2 имеет именно то значение, которое Н. А. Козырев приписывал ему на основании результатов макроскопических экспериментов. Легко убедиться в том, что если изменить ход рассуждений и принять в качестве исходного постулата закон (1.2) с константой c_2 , даваемой выражениями (1.18), то с помощью приведенных рассуждений можно придти к соотношениям неопределенностей (1.17), (1.20), (1.21). Это означает, в частности, что квантовомеханические соотношения неопределенностей могут рассматриваться как следствие постулатов причинной механики.

Таким образом, содержание настоящего раздела позволяет заключить, что причинная механика Козырева находится в согласии с квантовой физикой. Более того, причинная механика приводит к новой интерпретации соотношений неопределенностей Гейзенберга: эти соотношения оказывается возможным трактовать как следствие того обстоятельства, что при «столкновении» частиц пространственное и временное расстояния между ними имеют неопределенности, подчиняющиеся закону (1.2) с константой c_2 , равной по модулю ac . Такая трактовка, очевидно, может привести к изменению взгляда и на другие концептуальные положения квантовой механики.

2. О характеристике времени c_2 в теории Н. А. Козырева

Эксперимент по измерению *хода времени* c_2 проводился Н. А. Козыревым путем взвешивания вращающегося гироскопа с вертикально ориентированной осью [1]. При введении в систему весы–гироскоп вертикальных вибраций наблюдалось изменение веса гироскопа на величину $\Delta\Phi$, пропорциональную его весу Φ и линейной скорости вращения ротора v ; значение параметра c_2 вычислялось из формулы

$$|\Delta\hat{O}| = \frac{\pi}{c_2} v \hat{O} \quad (2.1)$$

и оказалось приблизительно равным 2200 км/с [1, С. 366 – 367, 382]. Н. А. Козырев трактовал данный факт как появление в системе добавочных сил, не учитываемых классической механикой. Ученый постулировал, что c_2 есть псевдоскаляр, так как при замене исследуемой физической системы на зеркально симметричную эффект менял знак.

Ход времени c_2 определяется в причинной механике как скорость реализации причинного воздействия в элементарном причинно-следственном звене, состоящем из двух материальных точек — точки-причины и точки-следствия:

$$c_2 = \frac{\delta x}{\delta t}, \quad (2.2)$$

где δx и δt – сколь угодно малые, но не равные нулю пространственное и временное различия между точкой-причиной и точкой-следствием.

Данное определение придает важнейшей в причинной механике характеристике времени ясный физический смысл. Оправданность введения именно такого определения подкрепляется результатами предыдущего раздела, в котором доказано, что величина c_2 есть фундаментальная константа. Однако приведенное определение все же обладает рядом недостатков.

1. Ход времени c_2 определяется равенством (2.2) через величины δx и δt , не поддающиеся непосредственному экспериментальному измерению.

2. Равенство (2.2) не отвечает псевдоскалярному характеру c_2 (принимаяемое Н. А. Козыревым допущение о псевдоскалярности временного интервала δt не достаточно веско аргументировано в [1], и поэтому оно пока что не может считаться оправданным).

3. Рассматриваемое определение приводит к несогласованности между проявляющейся в астрономических наблюдениях [6, 7] мгновенности передачи воздействия через время на космические расстояния и конечностью скорости передачи такого воздействия в элементарном причинно-следственном звене.

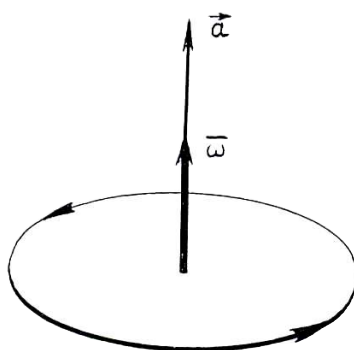
4. В [1] не проведено строго логического перехода от определения (2.2) к формуле для добавочных сил (2.1) (такой переход, скорее всего, в принципе невозможен, так как, располагая единственной скалярной величиной c_2 , нельзя сделать однозначного заключения о значении векторной величины, каковой является добавочная сила), поэтому фигурирующая в формуле (2.1) величина c_2 , вообще говоря, не обязана совпадать с величиной, определяемой равенством (2.2).

В связи с тем, что приведенное определение имеет указанные недостатки, представляется целесообразным дать иное определение хода времени, которое сохраняло бы наиболее существенные черты величины c_2 , описанные в [1], но было бы лишено отмеченных недостатков. Такое определение предлагается ниже.

В соответствии с положениями причинной механики будем считать, что время посредством своих активных свойств по-разному взаимодействует с правыми и левыми физическими системами. Одним из простейших

математических объектов, различающих правое и левое, является пара (\mathbf{a} , $\boldsymbol{\omega}$) коллинеарных между собой вектора \mathbf{a} и псевдовектора $\boldsymbol{\omega}$ (рис. 2.1). (Простой пример: движение в направлении, указываемом вектором \mathbf{a} , с одновременным вращением в сторону, определяемую псевдовектором $\boldsymbol{\omega}$, является правовинтовым при совпадении направлений \mathbf{a} и $\boldsymbol{\omega}$ и левовинтовым, когда направления \mathbf{a} и $\boldsymbol{\omega}$ взаимно противоположны.) Допустим, что ход времени описывается именно таким математическим объектом. Тогда он, очевидно, может проявляться в физических системах, кинематика которых характеризуется аналогичной парой векторов. Как раз такой случай реализован в описанном выше опыте с вибрирующим гироскопом, где такую кинематическую пару образуют вызываемое вибрацией ускорение гироскопа $\mathbf{a} = a\mathbf{k}$ и угловая скорость его вращения $\boldsymbol{\omega} = \omega\mathbf{k}$ (здесь a – скаляр, ω – псевдоскаляр, \mathbf{k} – направляющий орт оси вращения).

Рис. 2.1. Пара коллинеарных вектора \mathbf{a} и псевдовектора $\boldsymbol{\omega}$



Показанное направление псевдовектора $\boldsymbol{\omega}$ соответствует в правой системе координат отмеченному направлению обхода окружности.

Можно предположить, что воздействие физических свойств времени на гироскоп приводит к появлению добавок Δa и $\Delta \omega$ к величинам a и ω , которые являются монотонными функциями этих величин, удовлетворяют условию $\Delta a = \Delta \omega = 0$ при $a\omega = 0$ и имеют знаки, зависящие от взаимной ориентации векторов \mathbf{a} и $\boldsymbol{\omega}$. Тогда в линейном по a и ω приближении можем записать:

$$\Delta a = \pm k_a a \omega; \quad \Delta \omega = \pm k_\omega a \omega \quad (2.3)$$

где k_a и k_ω – некоторые размерные коэффициенты; знаки выражений положительны при одной взаимной ориентации векторов \mathbf{a} , $\boldsymbol{\omega}$ и отрицательны при другой их взаимной ориентации.

При вибрировании гироскопа ускорение \mathbf{a} периодически меняет знак, а угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ остается неизменной. При этом среднее по времени значение добавки Δa оказывается отличным от нуля, несмотря на равенство нулю среднего значения ускорения \mathbf{a} . Это связано с тем, что знак Δa одинаков на любом полупериоде вибрации в силу зависимости его как от знака a , так и от взаимной ориентации \mathbf{a} и $\boldsymbol{\omega}$, изменяющейся вместе с изменением знака a . Умножая среднее значение Δa на массу ротора гироскопа, получаем среднее

значение добавочной силы, действующей на гироскоп:

$$|\Delta\Phi| = \frac{k_a \overline{a}}{Rg} \nu\Phi, \quad (2.4)$$

здесь использовано соотношение $\omega = \nu/R$, кроме того, масса ротора приравнена к массе всего гироскопа Φ/g , как это сделано в [1]; R и ν – некоторые средние значения радиуса ротора и линейной скорости его вращения; Φ – вес гироскопа; g – ускорение свободного падения; черта над символом – операция усреднения по времени. Мы не уточняем знак величины $\Delta\Phi$, так как он всегда может быть согласован с наблюдаемым посредством выбора нужного знака в (2.3). Величина $\Delta\Phi$, очевидно, может быть интерпретирована как изменение веса гироскопа.

Сравним выражение (2.4) с полученным экспериментальным путем соотношением (2.1). Видно, что выражение (2.4) включает в себя ту же, что и соотношение (2.1), зависимость добавочной силы от линейной скорости вращения ротора ν и от веса гироскопа Φ . Это дает основание сделать вывод о справедливости первого из равенств (2.3), поскольку именно на нем базируется выражение (2.4). Подчеркнем, что различие множителей при $\nu\Phi$ в формулах (2.1) и (2.4) не служит аргументом против данного вывода. Дело в том, что соотношение (2.1), будучи выражением лишь частных опытных данных, носит ограниченный характер. В нем, в частности, не отражена зависимость добавочной силы от интенсивности вибраций и геометрических параметров гироскопа, которая, очевидно, должна иметь место в реальности и которая как раз и учитывается упомянутым множителем в формуле (2.4).

Итак, мы подтвердили справедливость первого из равенств (2.3). Ясно, что коэффициент k_a , входящий в это равенство, может зависеть от характеристик вибрации и размеров гироскопа. Допустим, что второе равенство в (2.3) тоже верно и коэффициент k_ω в нем зависит от свойств системы в точности так, как и коэффициент k_a (в [1] измерения $\Delta\omega$ не проводились, поэтому мы не можем сопоставить это допущение с опытными данными). Тогда отношение $\Delta a/\Delta\omega$ представляет собой псевдоскаляр, имеющий размерность скорости и не зависящий от конкретных свойств изучаемой физической системы.

Величину $\Delta a/\Delta\omega$ естественно и принять в качестве хода времени c_2 . Легко убедиться в том, что определяемая таким образом величина c_2 лишена отмеченных ранее недостатков, которые свойственны определению ее, базирующемуся на равенстве (2.2).

Предложенный подход к определению хода времени допускает распространение на физические системы, не связанные с вращающимися телами. Для таких систем роль пары $(\mathbf{a}, \boldsymbol{\omega})$ в определении c_2 будут играть другие величины, например, плотность потока энергии и плотность объемных моментов сил.

Примечание. Содержание настоящего раздела было изложено в виде рукописной заметки в апреле 1979 года и тогда же обсуждено с

Н. А. Козыревым. Им были сделаны следующие два замечания.

1. В схеме, изображенной на рис. 2.1, в случае, когда \mathbf{a} — ускорение, на систему действует нескомпенсированная сила, что ведет к нарушению закона сохранения импульса. Между тем, справедливость этого закона была проверена с большой точностью в специальных опытах, когда и источник вибрации, и гироскоп помещались на одну чашу весов. В таких опытах добавочные силы не регистрировались.

2. Формула (2.4) содержит радиус ротора R . Чтобы привести ее к виду (2.1), нужно принять, что $k_a \sim R$. Но в этом случае не ясен физический смысл формулы (2.3). Опыты с гироскопами, у которых ротор имел форму тонкостенного стакана (так что с хорошей точностью выполнялось условие $R = \text{const}$), а также анализ асимметрии фигур планет и исследование широтной зависимости эффекта изменения веса гироскопа убеждают в том, что в формуле (2.4) должно стоять не отношение $v/R = \omega$, а именно линейная скорость точек ротора v .

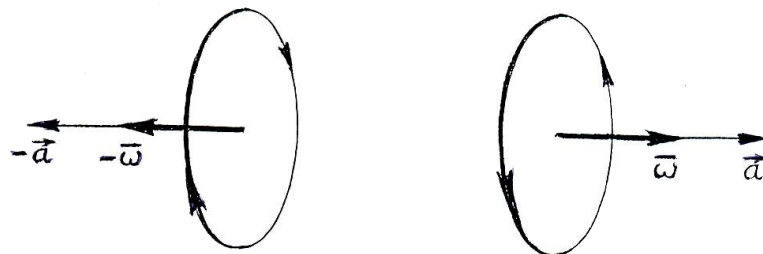


Рис. 2.2. Возможная система векторов для двух взаимодействующих объектов

Ответом на первое замечание Н. А. Козырева служит рис. 2.2, на котором изображена возможная система векторов для причинно-следственного звена в целом. Видно, что в такой системе отсутствуют нескомпенсированные силы, и закон сохранения импульса выполняется. Ответа на второе замечание автор не имеет.

3. Силы, обусловленные воздействием времени

Согласно причинной механике Н.А. Козырева [1] воздействие времени на наш Мир реализуется в причинно-следственных связях. Заключается оно в том, что в дополнение к обычным силам, учитываемым классической механикой, в причинных связях появляются малые добавочные силы определенной величины. Направлены они таким образом, что приводят к зеркальной асимметрии между причиной и следствием, благодаря чему в причинной механике, в отличие от классической, причины и следствия объективно различаются.

В работах Н.А. Козырева значения добавочных сил конкретизированы

применительно к случаю, когда одно из тел, образующих причинно-следственное звено, есть вращающийся идеальный волчок. Предложим возможные обобщения для случаев произвольных пар взаимодействующих материальных точек.

Следуя Н. А. Козыреву, рассмотрим элементарное причинно-следственное звено, состоящее из двух материальных точек – точки-причины и точки-следствия, – между которыми уже нет никаких других материальных тел. Будем считать, что точка-причина $П$ воздействует на точку-следствие $С$ силой F_c , а следствие $С$ оказывает на причину $П$ противодействие F_n . Согласно III закону Ньютона сила действия и сила противодействия равны по модулю и противоположны по направлению, поэтому $F_n = -F_c$. В теоретической механике в дополнение к III закону Ньютона всегда принимается допущение о том, что *силы взаимодействия любых двух внутренних точек системы имеют одну линию действия* [8, С. 137]. Применительно к рассматриваемому причинно-следственному звену это допущение означает, что силы F_n и F_c направлены вдоль прямой, соединяющей точки $П$ и $С$ (рис. 3.1, a).

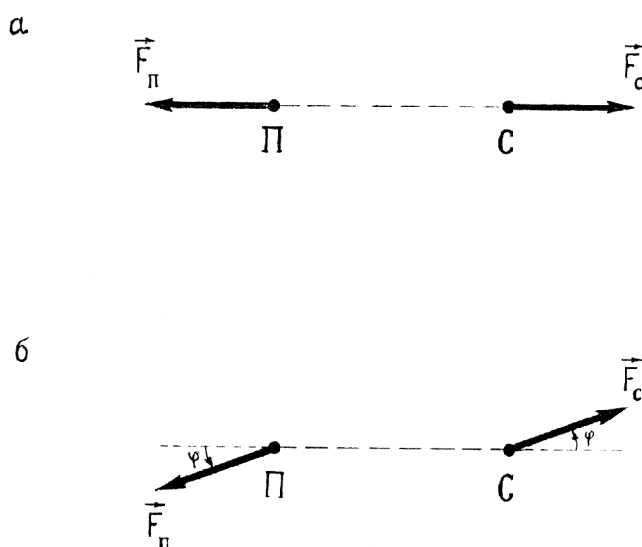


Рис. 3.1. Элементарное причинно-следственное звено, состоящее из двух материальных точек: a – силы F_n и F_c имеют одну линию действия; b – линии действия сил F_n и F_c параллельны, но не совпадают

$П$ – причина; $С$ – следствие; F_c, F_n – силы действия и противодействия ($F_n = -F_c$); φ – угол отклонения сил от прямой PC .

Обратим внимание на то обстоятельство, что в классической механике указанному допущению о направленности внутренних сил не придается статус столь же фундаментального закона природы, какой имеют три закона Ньютона. Более того, в одном из разделов классической механики – в механике сплошной среды – уже давно строятся теории, в которых аналогичные допущения отсутствуют [9]. Такой теорией является, например, моментная

теория упругости, разработанная еще на заре XX века [10, гл. 13]. В случае отказа от данного допущения сила действия \mathbf{F}_c и сила противодействия \mathbf{F}_n могут оказаться направленными вдоль параллельных, но не совпадающих прямых (рис. 3.1,б). При этом по-прежнему III закон Ньютона будет выполняться, то есть будет $\mathbf{F}_n = -\mathbf{F}_c$. Предположим, что «вмешательство» времени в причинную связь состоит как раз в нарушении указанного допущения. Конкретнее, будем считать, что воздействие времени проявляется в отклонении векторов сил \mathbf{F}_n и \mathbf{F}_c от прямой, соединяющей точки Π и C , в противоположные стороны на один и тот же угол Φ ($0 \leq \Phi \leq \pi/2$). Предложим три возможные варианты такого отклонения.

Вариант 1. Пусть отклонение сил \mathbf{F}_n и \mathbf{F}_c от прямой ΠC сопровождается вращением их вокруг этой прямой в одном и том же направлении с некоторой угловой скоростью ω (рис. 3.2,а). В этом случае две составляющие причинно-следственного звена оказываются объективно различными. В самом деле, при взгляде на одну составляющую из того места, где расположена другая, мы видим вращение вектора силы, происходящим против направления вращения часовой стрелки, а при взгляде на вторую составляющую оттуда, где находится первая, мы видим вращение вектора силы происходящим по направлению движения часовой стрелки. Таким образом, различие причины и следствия в данном варианте связывается с различием правого и левого в нашем Мире, как это и должно быть в соответствии с основными положениями причинной механики Козырева.

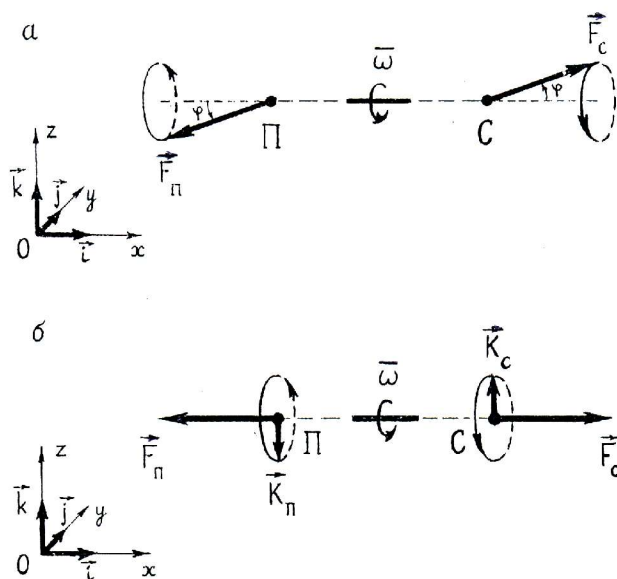


Рис. 3.2. Возможное воздействие времени на причинную связь:
 а – отклонение сил \mathbf{F}_n и \mathbf{F}_c от прямой ΠC на угол Φ с вращением их вокруг

этой прямой с угловой скоростью ω ; \bar{b} – появление добавочных сил \mathbf{K}_n и \mathbf{K}_c , перпендикулярных прямой PC и вращающихся вокруг нее с угловой скоростью ω

При малом угле φ и при $|\mathbf{K}_n| = |\mathbf{F}_n| \operatorname{tg} \varphi$, $|\mathbf{K}_c| = |\mathbf{F}_c| \operatorname{tg} \varphi$ случай \bar{b} совпадает со случаем a (в линейном по φ приближении); $\mathbf{F}_n = -\mathbf{F}_c$; $\mathbf{K}_n = -\mathbf{K}_c$; $0 \leq \varphi \leq \pi/2$.

Введем правую декартову прямоугольную систему координат $\{O, x, y, z\}$ с осью Ox , параллельной прямой PC и направленной в сторону, отвечающую направлению от причины к следствию, как показано на рис. 3.2,а. Острые углы координатных осей Ox , Oy , Oz обозначим соответственно через \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} . Тогда сила \mathbf{F}_c в отклоненном от прямой PC положении может быть представлена в виде суммы трех составляющих по осям координат:

$$\mathbf{F}_{\bar{n}} = F_{\bar{n}x} \mathbf{i} + F_{\bar{n}y} \mathbf{j} + F_{\bar{n}z} \mathbf{k}, \quad (3.1)$$

при этом проекции ее на оси координат описываются выражениями

$$\begin{aligned} F_{\bar{n}x} &= F \cos \theta; \\ F_{\bar{n}y} &= F \sin \theta \cos[\omega_x(t - t_0)]; \\ F_{\bar{n}z} &= F \sin \theta \sin[\omega_x(t - t_0)], \end{aligned} \quad (3.2)$$

здесь $F = |\mathbf{F}_c|$ – модуль силы \mathbf{F}_c , значение F в данном случае совпадает со значением, даваемым классической механикой; θ – угол между ортом \mathbf{i} и вектором силы \mathbf{F}_c ($0 \leq \theta \leq \pi$; $\theta = \varphi$ при $0 \leq \theta \leq \pi/2$, что имеет место при отталкивании следствия от причины, и $\theta = \pi - \varphi$ при $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$, что соответствует притяжению следствия к причине; φ – введенный ранее угол отклонения сил \mathbf{F}_c и \mathbf{F}_n от прямой PC); $\omega_x = \omega \cdot \mathbf{i}$ – проекция псевдовектора угловой скорости ω на ось Ox (в нашем случае $\omega = \omega_x \mathbf{i}$); t_0 – временной параметр, характеризующий фазу вращения силы \mathbf{F}_c . Сила \mathbf{F}_n , разумеется, также может быть разложена на аналогичные составляющие, при этом значения ее проекций и проекций силы \mathbf{F}_c различаются только знаками.

При малом угле φ ($\varphi \ll 1$) данный вариант воздействия времени может быть представлен в линейном по φ приближении как появление малых и противоположно направленных добавочных сил \mathbf{K}_n и \mathbf{K}_c , приложенных соответственно к причине P и следствию C . Мы обозначаем эти силы буквой K по фамилии Козырева. Силы \mathbf{K}_n и \mathbf{K}_c ортогональны прямой PC , вращаются вокруг нее с угловой скоростью ω и удовлетворяют равенствам

$$|\hat{\mathbf{E}}_{\bar{n}}| = |\mathbf{F}_{\bar{n}}| \operatorname{tg} \varphi; \quad |\hat{\mathbf{E}}_{\bar{n}}| = |\mathbf{F}_{\bar{n}}| \operatorname{tg} \varphi \quad (3.3)$$

где силы \mathbf{F}_n , \mathbf{F}_c направлены теперь уже вдоль прямой PC (рис. 3.2,б). Здесь $|\mathbf{K}_n| \ll |\mathbf{F}_n|$, $|\mathbf{K}_c| \ll |\mathbf{F}_c|$, $\mathbf{K}_n = -\mathbf{K}_c$.

В рассматриваемом варианте характеристиками воздействия времени на причинную связь являются, как видно из выражений (3.2), три скалярные величины – угол φ (или θ), проекция угловой скорости ω_x и параметр t_0 . Параметр t_0 , задающий фазу вращения силы, скорее всего, не должен проявляться в макроскопических опытах, подобно тому как, например, не

сказываются на макроскопических свойствах тел фазы тепловых колебаний атомов. Поэтому существенными характеристиками воздействия времени можно считать две величины – Φ и ω_x .

Допустим, что эти величины связаны между собой зависимостью, близкой к

$$\omega = \omega_0 \operatorname{tg} \Phi \quad (3.4)$$

где $\omega = |\omega_x| = |\boldsymbol{\omega}|$ – модуль псевдовектора угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$; ω_0 – константа размерности частоты. Тогда при $\Phi = 0$ имеем случай, изучаемый теоретической механикой, при этом система является чисто детерминированной. А при $\Phi = \pi/2$ причинное воздействие полностью пропадает и система становится абсолютно индетерминированной (последнее вытекает из того, что при $\Phi = \pi/2$ силы \mathbf{F}_Π и \mathbf{F}_C направлены перпендикулярно прямой PC и вращаются вокруг нее с бесконечно большой скоростью, из-за чего средние их значения по любому промежутку времени оказываются в точности равными нулю). Существование у системы двух таких предельных состояний – строго детерминированного и абсолютно недетерминированного – полностью согласуется с представлениями причинной механики.

Вариант 2. Пусть силы \mathbf{F}_Π и \mathbf{F}_C отклоняются от прямой PC следующим образом. Если скорость относительного движения причины Π и следствия C направлена вдоль прямой PC или равна нулю, то отклонение отсутствует. Если относительная скорость точек Π и C направлена под углом к прямой PC , то отклонение сил происходит в плоскости, которая перпендикулярна другой плоскости, проходящей через вектор относительной скорости и прямую PC . При этом силы \mathbf{F}_Π и \mathbf{F}_C , как ранее мы условились считать, отклоняются от прямой PC в противоположные стороны и на одинаковый угол (рис. 3.3,а).

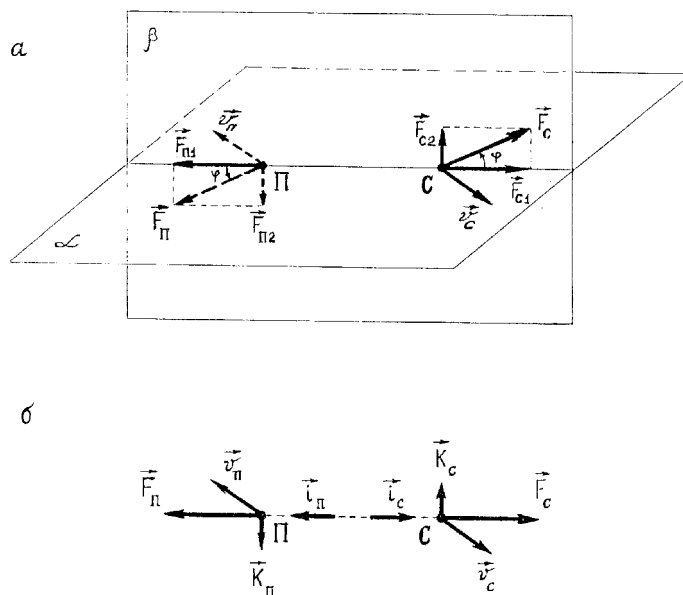


Рис. 3.3. Еще одно возможное воздействие времени на причинную связь: а – отклонение сил \mathbf{F}_Π и \mathbf{F}_C от прямой PC в плоскости β на угол Φ , зависящий от скорости v_c ; б – появление добавочных сил \mathbf{K}_Π и \mathbf{K}_C , описываемых

выражениями (3.6), (3.7) или (3.9), (3.10) ($\mathbf{K}_n = -\mathbf{K}_c$)

v_c – скорость движения точки-следствия C относительно точки-причины P ; \mathbf{v}_n – скорость точки P относительно точки C ($\mathbf{v}_n = -\mathbf{v}_c$); $\mathbf{F}_{c1}, \mathbf{F}_{c2}, \mathbf{F}_{n1}, \mathbf{F}_{n2}$ – составляющие сил действия \mathbf{F}_c и противодействия \mathbf{F}_n , направленные вдоль прямой PC и перпендикулярно к ней; α – плоскость, проходящая через вектор относительной скорости \mathbf{v}_c и прямую PC ; β – плоскость, перпендикулярная плоскости α и проходящая через прямую PC ; $\mathbf{i}_c, \mathbf{i}_n$ – орты, лежащие на прямой PC и направленные соответственно от точки P к точке C и от C к P ($\mathbf{i}_n = -\mathbf{i}_c$).

Конкретное из двух возможных направлений отклонения силы в указанной плоскости определим для каждого элемента причинно-следственного звена таким образом. Возьмем три вектора: вектор скорости, с которой рассматриваемый элемент движется относительно другого элемента; составляющую действующей на него силы, направленную вдоль прямой PC ; составляющую той же силы, направленную перпендикулярно прямой PC . Пронумеруем эти векторы в перечисленном порядке.

Примем, что отклонение силы от прямой PC происходит в такую сторону, при которой указанная упорядоченная тройка векторов образует для точки-причины левый, а для точки-следствия правый репер. Будем считать, что угол отклонения силы φ зависит от скорости относительного движения причины и следствия, причем таким образом, что он стремится к нулю при сближении направлений вектора относительной скорости и прямой PC .

Более детально данный вариант воздействия времени опишем для случая малого угла φ . В этом случае отклонение сил от прямой PC можно рассматривать, как результат действия на причину и следствие малых добавочных сил \mathbf{K}_n и \mathbf{K}_c , направленных перпендикулярно прямой PC и связанных с углом φ соотношениями

$$|\hat{\mathbf{E}}_i| = |\mathbf{F}_i| \operatorname{tg} \varphi; \quad |\hat{\mathbf{E}}_n| = |\mathbf{F}_n| \operatorname{tg} \varphi \quad (3.5)$$

(рис. 3.3,б). Будем считать, что добавочные силы описываются выражениями

$$\hat{\mathbf{E}}_n = \frac{1}{c_2} \mathbf{v}_n \times \mathbf{F}_n; \quad (3.6)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_i = -\frac{1}{c_2} \mathbf{v}_i \times \mathbf{F}_i, \quad (3.7)$$

где силы действия \mathbf{F}_c и противодействия \mathbf{F}_n направлены вдоль прямой PC ; \mathbf{v}_c – скорость точки-следствия C относительно точки-причины P ; \mathbf{v}_n – скорость точки P относительно точки C ($\mathbf{v}_n = -\mathbf{v}_c$); c_2 – псевдоскалярный параметр размерности скорости, $c_2 > 0$ в правой системе координат (псевдоскалярность параметра c_2 нужна для компенсации псевдовекторного характера векторного произведения). Из $\mathbf{F}_n = -\mathbf{F}_c$, $\mathbf{v}_n = -\mathbf{v}_c$ следует $\mathbf{K}_n = -\mathbf{K}_c$, как это и должно быть. В связи с тем, что мы рассматриваем случай $\varphi \ll 1$, можно записать с учетом (3.5), (3.6):

$$\varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{|\mathbf{K}_c|}{|\mathbf{F}_c|} = \frac{1}{|c_2|} |\mathbf{v}_c| \sin(\angle(\mathbf{v}_c, \mathbf{F}_c)), \quad (3.8)$$

поэтому должно выполняться условие $|\mathbf{v}_c| \sin(\angle(\mathbf{v}_c, \mathbf{F}_c)) \ll |c_2|$. Для простоты

будем предполагать, что $|\mathbf{v}_c| \ll |c_2|$. Мы обсудим формулы (3.6), (3.7) ниже, после описания третьего возможного варианта воздействия времени на причинную связь.

Вариант 3. Допустим, что силы \mathbf{F}_n и \mathbf{F}_c отклоняются от прямой PC таким же образом, как и в варианте 2, за одним исключением: направление отклонения определяется иной упорядоченной тройкой векторов. А именно, возьмем следующие три вектора: вектор относительной скорости рассматриваемого элемента причинно-следственного звена; единичный вектор, лежащий на прямой PC и направленный от другого элемента в сторону данного; составляющую действующей на данный элемент силы, направленную перпендикулярно прямой PC . (В варианте 2 вместо второго вектора бралась составляющая силы, направленная вдоль прямой PC .) Примем, что отклонение силы от прямой PC происходит в такую сторону, что эти три вектора, занумерованные в указанном порядке, образуют для точки-причины левый, а для точки-следствия правый репер. Угол отклонения силы Φ пусть будет таким же, как в варианте 2.

Для малого угла Φ опять можно заменить отклонение сил \mathbf{F}_n и \mathbf{F}_c от прямой PC приложением к причине и следствию малых добавочных сил \mathbf{K}_n и \mathbf{K}_c , перпендикулярных прямой PC и удовлетворяющих соотношениям (3.5). Будем считать, что эти силы описываются выражениями

$$\hat{\mathbf{E}}_{\tilde{n}} = \frac{1}{c_2} F \mathbf{v}_{\tilde{n}} \times \mathbf{i}_{\tilde{n}}; \quad (3.9)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_{\tilde{i}} = -\frac{1}{c_2} F \mathbf{v}_{\tilde{i}} \times \mathbf{i}_{\tilde{i}}, \quad (3.10)$$

где $F = |\mathbf{F}_c| = |\mathbf{F}_n|$; $\mathbf{i}_c, \mathbf{i}_n$ — единичные векторы, лежащие на прямой PC ; \mathbf{i}_c направлен от точки P к точке C , \mathbf{i}_n направлен от точки C к точке P ($\mathbf{i}_n = -\mathbf{i}_c$); остальные обозначения те же, что и в формулах (3.6), (3.7) (см. рис. 3.3,б). Здесь, как и в варианте 2, полагаем выполненным условие $|\mathbf{v}_c| \ll |c_2|$.

Рассмотрим один частный случай. Пусть в некоторой инерциальной системе координат точка-причина P покоится, а точка-следствие C равномерно обращается вокруг нее по окружности с центром в точке P . В этом случае относительная скорость \mathbf{v}_c перпендикулярна к прямой PC и направлена по касательной к окружности, поэтому формулы (3.9), (3.10) могут быть преобразованы к виду

$$\hat{\mathbf{E}}_{\tilde{n}} = \frac{v}{c_2} F \mathbf{l}; \quad (3.11)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_{\tilde{i}} = -\frac{v}{c_2} F \mathbf{l}, \quad (3.12)$$

где $v = |\mathbf{v}_c| = |\mathbf{v}_n|$; \mathbf{l} — единичный псевдовектор, перпендикулярный векторам \mathbf{v}_c и \mathbf{i}_c и направленный в ту же сторону, что и псевдовектор $\mathbf{v}_c \times \mathbf{i}_c$. Формулы (3.11), (3.12) согласуются с формулами для добавочных сил, приведенными в причинной механике [1]. Именно по аналогии с последними мы ввели для параметра, входящего в правые части наших формул, обозначение c_2 .

Отметим, что если взаимодействие причины и следствия имеет отталкивающий характер, то $\mathbf{F}_c = F\mathbf{i}_c$, $\mathbf{F}_n = F\mathbf{i}_n$, и тогда формулы (3.6), (3.7) из варианта 2 принимают вид (3.9), (3.10). Поэтому в описываемом частном случае они также могут быть представлены в форме (3.11), (3.12). Таким образом, предложенные варианты 2 и 3 воздействия времени на причинно-следственную связь можно рассматривать как возможные непосредственные обобщения соответствующих положений причинной механики.

Отметим, что различие между вариантами 2 и 3 наиболее заметно проявляется в случае знакопеременного взаимодействия между причиной и следствием: при изменении знаков сил \mathbf{F}_c и \mathbf{F}_n добавочные силы \mathbf{K}_c и \mathbf{K}_n в варианте 2 тоже меняют знаки, а в варианте 3 остаются без изменений. Отметим также, что, строго говоря, появление добавочных сил определенной величины и отклонение «классических» сил на угол, определяемый зависимостями (3.5), представляют собой не тождественные результаты. Однако при добавочных силах, существенно меньших (по модулю) «классических» сил, эти результаты различаются на малую второго порядка по углу отклонения, и при достигнутой в экспериментах Н. А. Козырева точности измерений они не различимы.

Существенным свойством добавочных сил \mathbf{K}_c и \mathbf{K}_n , введенных в вариантах 2 и 3, является то, что *они не производят в сумме работы над причинно-следственным звеном.*

В самом деле, суммарное приращение работы этих сил ΔA за малый промежуток времени Δt составляет

$$\Delta A = \hat{\mathbf{E}}_{\hat{n}} \cdot \mathbf{u}_{\hat{n}} \Delta t + \hat{\mathbf{E}}_{\hat{i}} \cdot \mathbf{u}_{\hat{i}} \Delta t, \quad (3.13)$$

где \mathbf{u}_c , \mathbf{u}_n – скорости следствия и причины относительно рассматриваемой инерциальной системы координат. Учитывая, что $\mathbf{K}_n = -\mathbf{K}_c$ и что следствие движется относительно причины со скоростью $\mathbf{v}_c = \mathbf{u}_c - \mathbf{u}_n$, находим из равенства (3.13):

$$\Delta A = \hat{\mathbf{E}}_{\hat{n}} \cdot (\mathbf{u}_{\hat{n}} - \mathbf{u}_{\hat{i}}) \Delta t = \hat{\mathbf{E}}_{\hat{n}} \cdot \mathbf{v}_{\hat{n}} \Delta t.$$

А так как согласно формулам (3.6), (3.9) добавочная сила \mathbf{K}_c перпендикулярна вектору скорости \mathbf{v}_c , то отсюда и получаем, что $\Delta A = 0$.

Данный результат имеет принципиальное значение. Он означает, что для осуществления воздействия на причинно-следственное звено, описываемое вариантами 2 и 3, не требуется производить дополнительных затрат работы. Не изменяется при таком воздействии и энергия системы. Отметим также, что из равенства нулю главного вектора добавочных сил ($\mathbf{K}_c + \mathbf{K}_n = \mathbf{0}$) следует неизменность суммарного импульса системы. Вместе с тем, рассматриваемое воздействие может изменять момент количества движения системы и траектории элементов, составляющих причинно-следственное звено. Возможно, что именно к такому варианту воздействия времени на причинную связь склонялся по мере развития своих представлений Н. А. Козырев. Если в первых публикациях по причинной механике ученый пишет о том, что время может пополнять энергию системы, то в более поздних работах он утверждает, что время через свои физические свойства повышает организованность вещества, препятствуя (в какой-то степени) возрастанию энтропии в системе, то есть время является источником негэнтропии в нашем Мире.

Итак, мы рассмотрели три возможных варианта отклонения векторов сил

от прямой PC , соединяющей взаимодействующие точки. В рамках классической механики такое отклонение не может быть объяснено свойствами самого причинно-следственного звена. Дело в том, что в классической механике материальные точки не наделяются внутренней структурой, поэтому их симметрия совпадает с симметрией геометрической точки. Из этого следует, что среди элементов симметрии причинно-следственного звена имеются ось вращения бесконечного порядка, проходящая через обе образующие его точки, и плоскости зеркальной симметрии, содержащие прямую PC . При наличии таких элементов симметрии внутренние причины не способны привести к отклонению силы взаимодействия от прямой PC в каком-либо определенном направлении (как это имеет место в вариантах 2 и 3) или же к ее отклонению и вращению в какую-нибудь определенную сторону (как в варианте 1). Поэтому с позиции классической механики рассматриваемое отклонение может быть вызвано только причиной, внешней по отношению к причинно-следственному звену.

Три рассмотренные варианта воздействия времени на причинную связь, разумеется, не единственно возможные. Однако определить, какой из этих или других возможных вариантов верно отражает реальную действительность, можно только на основании специальных опытов.

Из содержания настоящего раздела видно, что принципиальная возможность отклонения сил от прямой, соединяющей взаимодействующие точки, фактически содержится уже в самой классической механике (в ней не имеется только физической причины, которая обусловила бы отклонение сил в определенном направлении). Поэтому причинную механику Козырева можно рассматривать как естественное развитие классической механики Ньютона.

4. О неточности задания сил в классической механике

Согласно исходным постулатам причинной механики причина и следствие всегда разделены сколь угодно малыми, но не равными нулю пространственным δx и временным δt различиями (причем временное различие имеет определенный знак в связи с тем, что следствие наступает позже причины). Отношение данных величин названо Н. А. Козыревым *ходом времени* и обозначено через c_2 :

$$c_2 = \frac{\delta x}{\delta t}. \quad (4.1)$$

Классическая механика тоже содержит положение о пространственном неналожении причины и следствия. Оно вытекает из III закона Ньютона, в соответствии с которым сила действия и сила противодействия приложены к разным телам, что обязательно означает наличие ненулевого пространственного расстояния между точками приложения сил. Вместе с тем, классическая механика не учитывает существование временного различия между причиной и следствием. Это видно также из III закона Ньютона, согласно которому силы, приложенные к причине и следствию, действуют в один и тот же момент времени. Таким образом, можно сказать, что классическая механика является вырожденным случаем

причинной механики, отвечающим следующим значениям величин: $\delta x \neq 0$, $\delta t = 0$ и $c_2 = \infty$ [1].

Пренебрежение временным различием между причиной и следствием приводит к неточности задания направлений и абсолютных значений сил в классической механике. Покажем это.

Примем в качестве геометрического образа пространства и времени четырехмерное собственно евклидово пространство (такая модель, как известно, не противоречит классической механике Ньютона). Поскольку все четыре координаты в этом пространстве должны измеряться в одних единицах, положим по аналогии с тем, как делается в теории относительности, что временная координата есть ct , где c – скорость света в вакууме, t – время.

В настоящем разделе мы будем интерпретировать величины $|\delta x|$ и $|\delta t|$ иначе, чем делали это в разд. 1. Будем считать их величинами детерминированными, то есть принимающими для каждого конкретного причинно-следственного звена вполне определенные значения, которые, однако, могут быть различными для разных звеньев. Именно такая трактовка данных величин используется в работах Н. А. Козырева (о чем, правда, можно судить, лишь из контекста, так как в [1] этот вопрос детально не обсуждается). Будем полагать выполненным закон Козырева

$$|c_2| = \frac{|\delta x|}{|\delta t|} \equiv \alpha c, \quad (4.2)$$

где α – постоянная тонкой структуры ($\alpha \approx 1/137$). Подчеркнем, что ниже мы сосредоточим внимание на «классических» силах, а к обсуждению добавочных сил, которые рассматривались в разд. 3, вернемся только в конце настоящего раздела.

То обстоятельство, что причина и следствие проявляются в различные моменты времени, означает принадлежность их различным гиперплоскостям одномоментных событий (рис. 4.1). В связи с этим сразу встает вопрос: «Куда направлены силы, приложенные к причине и следствию: лежат они в соответствующих гиперплоскостях одномоментных событий или направлены вдоль прямой, соединяющей точку-причину и точку-следствие?» Классическая механика не позволяет сделать выбор между такими возможностями. Поэтому воспользуемся соображениями симметрии. В связи с тем, что причинно-следственное звено имеет в качестве элемента симметрии ось вращения, проходящую через составляющие его точки, естественно ожидать, что и система сил, связанных с ним, обладает той же симметрией. Это дает основание полагать, что силы взаимодействия направлены вдоль прямой, соединяющей причину и следствие, как показано на рис. 4.1. Такая ориентация сил отвечает и релятивистской симметрии пространства и времени. (Отметим, что приведенное рассуждение не относится к добавочным силам, введенным в разд. 3, потому что симметрия последних определяется свойствами не только причинно-следственного звена, но и времени.)

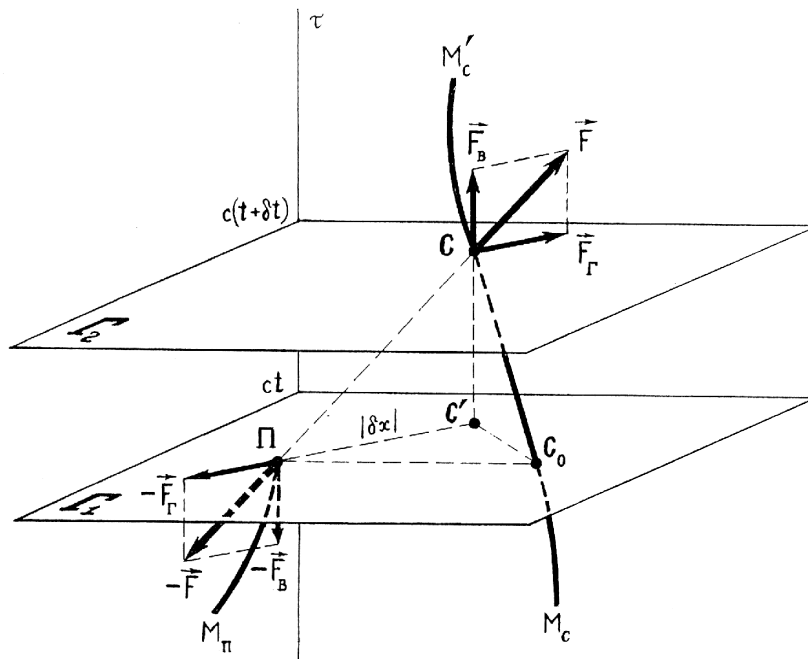


Рис. 4.1. Причина Π и следствие C при осуществлении причинного взаимодействия

\mathbf{F} – сила взаимодействия причины и следствия; \mathbf{F}_v – составляющая силы \mathbf{F} вдоль оси времени; \mathbf{F}_Γ – составляющая силы \mathbf{F} вдоль гиперплоскости одномоментных событий; $|\delta x|, |\delta t|$ – пространственное и временное расстояния между причиной и следствием при осуществлении причинного взаимодействия; τ – ось времени; Γ_1, Γ_2 – гиперплоскости одномоментных событий, проходящие через соответственно точку-причину Π и точку-следствие C ; $M_n\Pi$ – мировая линия причины (показана только ее часть до момента времени t); $M_c M_c'$ – мировая линия следствия; C_0 – точка пересечения мировой линии следствия с гиперплоскостью Γ_1 ; C' – проекция точки-следствия C на Γ_1 ; c – скорость света в вакууме; здесь учтено, что следствие наступает позже причины; гиперплоскости Γ_1 и Γ_2 изображены с понижением размерности на единицу.

При указанном направлении сил взаимодействия они имеют ненулевую составляющую вдоль оси времени, что не учитывается классической механикой. Найдем связь этой составляющей с составляющей тех же сил, лежащей в гиперплоскости одномоментных событий. Воспользовавшись тем обстоятельством, что при проецировании на гиперплоскость прямая переходит в прямую, нетрудно заключить, что вектор силы взаимодействия \mathbf{F} и обе его составляющие, о которых идет речь, лежат в (двухмерной) плоскости, проходящей через три точки — точку-причину Π , точку-следствие C и точку C' (где C' — проекция точки C на соответствующую точке Π гиперплоскость одномоментных событий). При этом одна из составляющих вектора \mathbf{F} перпендикулярна, а другая параллельна отрезку $\Pi C'$. С учетом данного факта из рис. 4.1 можно видеть, что составляющая \mathbf{F}_v , направленная вдоль оси времени, и составляющая \mathbf{F}_Γ , направленная вдоль гиперплоскости одномоментных событий, связаны зависимостью

$$\frac{|\mathbf{F}_{\hat{a}}|}{|\mathbf{F}_{\hat{a}}|} = \frac{c |\delta t|}{|\delta x|}.$$

Отсюда, используя закон (4.2), находим

$$|\mathbf{F}_{\hat{a}}| = \frac{c}{|c_2|} |\mathbf{F}_{\bar{a}}| = \frac{1}{\alpha} |\mathbf{F}_{\bar{a}}| \approx 137 |\mathbf{F}_{\bar{a}}|. \quad (4.3)$$

Итак, принятие условия $\delta t \neq 0$, вообще говоря, может приводить к появлению у сил взаимодействия временной составляющей. Одна из неточностей задания сил в классической механике состоит как раз в неучете такой возможности.

Разумеется, использованное нами утверждение о том, что силы взаимодействия направлены именно вдоль прямой, соединяющей причину и следствие, является всего лишь гипотезой. Возможны и другие варианты. Например, если подобно тому, как это делается в теории относительности, определять силу как производную импульса по времени, то она обязательно будет лежать в гиперплоскости одномоментных событий, потому что в ней лежит вектор импульса. Вместе с тем, до тех пор, пока вопрос о действительном направлении сил взаимодействия окончательно не решен, необходимо учитывать возможность присутствия у сил временной составляющей.

В классической механике неточность задания сил проистекает еще и из-за неучета взаимного смещения причины и следствия, которое происходит за промежуток времени δt . Оценим эту неточность.

Принятое в классической механике допущение о совпадении моментов проявления причины и следствия означает, что точками приложения сил взаимодействия считаются точки мировых линий причины и следствия, находящиеся в одной гиперплоскости одномоментных событий. При $\delta t \neq 0$ в качестве такой гиперплоскости может быть выбрана любая, располагающаяся между гиперплоскостью, проходящей через точку-причину, и гиперплоскостью, проходящей через точку-следствие (обе показаны на рис. 4.1). Проанализируем две крайние ситуации, когда именно эти гиперплоскости служат в качестве гиперплоскости одномоментных событий, рассматриваемой в классической механике (рис. 4.2).

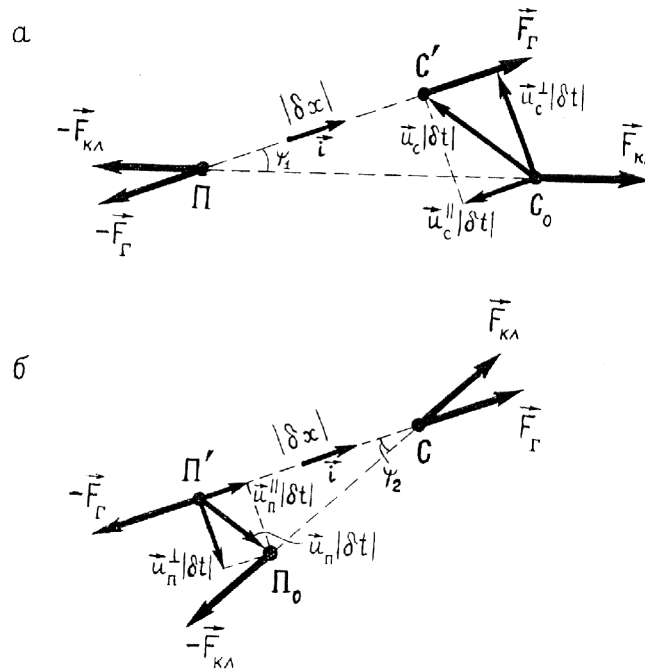


Рис. 4.2. Проекции причинно-следственного звена на гиперплоскости одномоментных событий, проходящие через точку-причину P (а) и точку-следствие C (б)

$F_{\text{Г}}$ — составляющая силы взаимодействия причины и следствия, направленная вдоль гиперплоскости одномоментных событий; $F_{\text{кл}}$ — сила, рассматриваемая в классической механике; ψ_1, ψ_2 — углы между векторами сил $F_{\text{Г}}$ и $F_{\text{кл}}$; C_0 — точка пересечения мировой линии следствия с гиперплоскостью одномоментных событий, проходящей через точку-причину P ; C' — проекция точки-следствия C на ту же гиперплоскость; P_0 — точка пересечения мировой линии причины с гиперплоскостью одномоментных событий, проходящей через точку-следствие C ; P' — проекция точки-причины P на ту же гиперплоскость; $|\delta x|, |\delta t|$ — пространственное и временное расстояния между причиной P и следствием C при осуществлении причинного взаимодействия; $\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_c^{\parallel}, \mathbf{u}_c^{\perp}$ — вектор скорости следствия и его составляющие, параллельная и перпендикулярная силе $F_{\text{Г}}$; $\mathbf{u}_n, \mathbf{u}_n^{\parallel}, \mathbf{u}_n^{\perp}$ — то же для причины; \mathbf{i} — орт линии действия силы $F_{\text{Г}}$, направленный от точки P (или P') к точке C' (или C).

Из рисунка непосредственно видно, что из-за взаимного перемещения причины и следствия отрезок, соединяющий одномоментные точки их мировых линий, имеет в данных двух ситуациях как разное направление, так и разную длину (на рис. 4.2,а это есть отрезок PC_0 , на рис. 4.2,б — отрезок P_0C). Сила взаимодействия, рассматриваемая в классической механике, направлена как раз вдоль данного отрезка и однозначно определяется его длиной. На рисунке она обозначена через $F_{\text{кл}}$. Вместе с тем составляющая $F_{\text{Г}}$ действительной силы взаимодействия F имеет иное направление — вдоль отрезка, соединяющего проекции точки-причины P и точки-следствия C на гиперплоскость одномоментных событий (на рис. 4.2,а и б соответственно PC' и $P'C'$). Отметим, что линия действия составляющей $F_{\text{Г}}$ является одной и той же при любом направлении силы взаимодействия F в плоскости PCC' (см.

рис. 4.1), в частности, и в том случае, когда сила \mathbf{F} не имеет временной составляющей, то есть при $\mathbf{F} = \mathbf{F}_r$. Следует отметить также, что системы векторов, изображенные на рис. 4.2,а и на рис. 4.2,б, могут располагаться в четырехмерном пространстве-времени в плоскостях, которые не параллельны друг другу; однако принадлежащие этим плоскостям прямые, помеченные на рисунках ортом \mathbf{i} , параллельны между собой.

Оценим вначале неточность направления силы $\mathbf{F}_{кл}$. При этом временно пренебрежем неточностью ее абсолютного значения.

Допустим, что ускорения взаимодействующих точек столь малы, что участки мировых линий, проходимые ими за промежуток времени δt , близки к прямолинейным. Тогда проекции этих участков (то есть линии C_0C' и PP_0 на рис. 4.2) также близки к прямолинейным. В таком случае углы ψ_1 и ψ_2 между силами \mathbf{F}_r и $\mathbf{F}_{кл}$ в двух анализируемых ситуациях, как легко убедиться, удовлетворяют выражениям

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \psi_1 &= \frac{|\mathbf{u}_{\bar{n}}^\perp| |\delta t|}{|\delta x| - |\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\bar{n}}^\parallel| |\delta t|} = \frac{|\mathbf{u}_{\bar{n}}^\perp|}{|c_2| - |\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\bar{n}}^\parallel|}; \\ \operatorname{tg} \psi_2 &= \frac{|\mathbf{u}_{\bar{i}}^\perp| |\delta t|}{|\delta x| - |\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\bar{i}}^\parallel| |\delta t|} = \frac{|\mathbf{u}_{\bar{i}}^\perp|}{|c_2| - |\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\bar{i}}^\parallel|}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где $\mathbf{u}_c^\perp, \mathbf{u}_c^\parallel$ — составляющие скорости движения следствия, соответственно перпендикулярная и параллельная силе \mathbf{F}_r ; $\mathbf{u}_n^\perp, \mathbf{u}_n^\parallel$ — то же для причины; \mathbf{i} — единичный вектор, лежащий на линии действия силы \mathbf{F}_r и направленный от точки P к точке C' (на рис. 4.2,а) или от P' к C (на рис. 4.2,б); здесь использован закон (4.2); все скорости определяются по отношению к некоторой инерциальной системе координат.

Будем считать, что скорости движения следствия \mathbf{u}_c и причины \mathbf{u}_n малы по сравнению с константой c_2 : $|\mathbf{u}_c| \ll |c_2|$, $|\mathbf{u}_n| \ll |c_2|$. Тогда на основании (4.4) можем записать (в линейном по $|\mathbf{u}_c|/|c_2|$ и $|\mathbf{u}_n|/|c_2|$ приближении)

$$\psi_1 \approx \frac{|\mathbf{u}_{\bar{n}}^\perp|}{|c_2|} \ll 1; \quad \psi_2 \approx \frac{|\mathbf{u}_{\bar{i}}^\perp|}{|c_2|} \ll 1. \quad (4.5)$$

В этом случае разность сил $\mathbf{F}_r - \mathbf{F}_{кл}$ приближенно описывается следующими выражениями для двух рассматриваемых ситуаций в предположении, что длины векторов \mathbf{F}_r и $\mathbf{F}_{кл}$ примерно равны (см. рис. 4.2):

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\bar{a}} - \mathbf{F}_{\bar{e}\bar{e}} &\approx \gamma \frac{|\mathbf{u}_{\bar{n}}^\perp|}{|\mathbf{u}_{\bar{n}}^\perp|} |\mathbf{F}_{\bar{a}}| \psi_1 \approx \gamma \frac{|\mathbf{u}_{\bar{n}}^\perp|}{|c_2|} |\mathbf{F}_{\bar{a}}|; \\ \mathbf{F}_{\bar{a}} - \mathbf{F}_{\bar{e}\bar{e}} &\approx \gamma \frac{|\mathbf{u}_{\bar{i}}^\perp|}{|\mathbf{u}_{\bar{i}}^\perp|} |\mathbf{F}_{\bar{a}}| \psi_2 \approx \gamma \frac{|\mathbf{u}_{\bar{i}}^\perp|}{|c_2|} |\mathbf{F}_{\bar{a}}|, \end{aligned} \quad (4.6)$$

где $\gamma = \operatorname{sign}(\mathbf{F}_r \cdot \mathbf{i})$, коэффициент γ равен $+1$ или -1 в зависимости от того, взаимодействуют причина и следствие силами отталкивания ($\mathbf{F}_r \cdot \mathbf{i} > 0$) или притяжения ($\mathbf{F}_r \cdot \mathbf{i} < 0$); множители $\mathbf{u}_c^\perp/|\mathbf{u}_c^\perp|$ и $\mathbf{u}_n^\perp/|\mathbf{u}_n^\perp|$ играют роль орта,

задающего направление силы $\mathbf{F}_\Gamma - \mathbf{F}_{\text{кл}}$.

Из зависимостей (4.6) вытекает, что для компенсации неточности направления действия силы $\mathbf{F}_{\text{кл}}$ необходимо прибавить к ней добавочную силу \mathbf{F}_\perp , равную в среднем

$$\mathbf{F}_\perp \approx \gamma \frac{\mathbf{u}_{\tilde{n}}^\perp + \mathbf{u}_i^\perp}{2|c_2|} |\mathbf{F}_{\tilde{a}}|. \quad (4.7)$$

Из тех же зависимостей (4.6) следует, что крайние положения силы $\mathbf{F}_{\text{кл}}$, изображенные на рис. 4.2, *a* и *b*, различаются на величину $\Delta \mathbf{F}_{\text{кл}}^\perp$, равную

$$\Delta \mathbf{F}_{\text{кл}}^\perp \approx \gamma \frac{\mathbf{v}_{\tilde{n}}^\perp}{|c_2|} |\mathbf{F}_{\tilde{a}}|, \quad (4.8)$$

где \mathbf{v}_c^\perp — перпендикулярная силе \mathbf{F}_Γ составляющая вектора \mathbf{v}_c скорости движения следствия относительно причины ($\mathbf{v}_c = \mathbf{u}_c - \mathbf{u}_\Pi$). Отметим, что величина $\Delta \mathbf{F}_{\text{кл}}^\perp$ имеет инвариантный характер, так как она определяется относительной скоростью движения причины и следствия, в то время как величина \mathbf{F}_\perp , вследствие зависимости ее от скоростей, определяемых по отношению к используемой системе координат, зависит от выбора этой системы координат и поэтому не инвариантна.

Теперь оценим неточность задания абсолютного значения силы $\mathbf{F}_{\text{кл}}$ (пренебрегая неточностью ее направления).

Рассмотрим типичный закон взаимодействия, когда модуль силы обратно пропорционален квадрату расстояния между взаимодействующими материальными точками:

$$|\mathbf{F}_{\text{кл}}| = \frac{f}{r^2}, \quad (4.9)$$

здесь f обозначает все входящие в закон величины, кроме расстояния. Согласно постулатам причинной механики пространственное расстояние между причиной и следствием при осуществлении взаимодействия есть $|\delta x|$. Между тем, в двух изображенных на рис. 4.2 ситуациях расстояния r_1 и r_2 между точками приложения «классических» сил (то есть длины отрезков PC_0 и P_0C) отличны от $|\delta x|$ и составляют

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{|\delta x| |\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{n}}^\parallel| \delta t}{\cos \psi_1}; \\ r_2 &= \frac{|\delta x| |\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_i^\parallel| \delta t}{\cos \psi_2}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

В случае $|\mathbf{u}_c| \ll |c_2|$, $|\mathbf{u}_\Pi| \ll |c_2|$, как следует из выражений (4.5), имеют место приближенные равенства $\cos \psi_1 \approx 1$, $\cos \psi_2 \approx 1$ (верные в линейном приближении по $|\mathbf{u}_c|/|c_2|$, $|\mathbf{u}_\Pi|/|c_2|$). Учитывая это и закон (4.2), получаем из равенств (4.10) следующие значения r_1 и r_2 :

$$r_1 \approx |\delta x| \left(1 - \frac{\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{n}}^{\parallel}}{|c_2|} \right);$$

$$r_2 \approx |\delta x| \left(1 - \frac{\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{i}}^{\parallel}}{|c_2|} \right).$$
(4.11)

Подстановка этих значений расстояния в закон (4.9) дает для двух анализируемых ситуаций такие значения модуля силы:

$$|\mathbf{F}_{\hat{e}\hat{e}}| \approx \frac{f}{|\delta x|^2 \left(1 - \frac{\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{n}}^{\parallel}}{|c_2|} \right)^2} \approx F \left(1 + 2 \frac{\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{n}}^{\parallel}}{|c_2|} \right);$$

$$|\mathbf{F}_{\hat{e}\hat{e}}| \approx \frac{f}{|\delta x|^2 \left(1 - \frac{\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{i}}^{\parallel}}{|c_2|} \right)^2} \approx F \left(1 + 2 \frac{\mathbf{i} \cdot \mathbf{u}_{\tilde{i}}^{\parallel}}{|c_2|} \right),$$
(4.12)

где $F = f / |\delta x|^2$ — действительное значение модуля «классической» силы взаимодействия.

Из выражений (4.12) следует, что для компенсации неточности в задании модуля силы $\mathbf{F}_{\text{кл}}$ нужно прибавить к ней добавочную силу \mathbf{F}_{\parallel} , составляющую в среднем

$$\mathbf{F}_{\parallel} \approx -\gamma \frac{\mathbf{u}_{\tilde{n}}^{\parallel} + \mathbf{u}_{\tilde{i}}^{\parallel}}{|c_2|} F,$$
(4.13)

где учтено, что векторы \mathbf{i} , \mathbf{u}_c^{\parallel} , \mathbf{u}_n^{\parallel} , \mathbf{F}_r параллельны между собой и приближенно параллельны вектору $\mathbf{F}_{\text{кл}}$. Из выражений (4.12) вытекает также, что размах значений модуля силы $\mathbf{F}_{\text{кл}}$ в двух анализируемых ситуациях таков, что соответствующая ему разностная сила $\Delta \mathbf{F}_{\text{кл}}^{\parallel}$ равна

$$\Delta \mathbf{F}_{\hat{e}\hat{e}}^{\parallel} \approx -\gamma \frac{2\mathbf{v}_{\tilde{n}}^{\parallel}}{|c_2|} F,$$
(4.14)

где \mathbf{v}_c^{\parallel} — параллельная силе \mathbf{F}_r составляющая вектора \mathbf{v}_c скорости движения следствия относительно причины. Здесь аналогично тому, как это имело место ранее, сила $\Delta \mathbf{F}_{\text{кл}}^{\parallel}$ является инвариантной величиной, а сила \mathbf{F}_{\parallel} не является таковой.

При практическом использовании формул (4.7), (4.8), (4.13), (4.14) удобно выражать задаваемые ими силы через среднее значение «классической» силы. Далее именно это среднее значение будем обозначать символом $\mathbf{F}_{\text{кл}}$. В связи с тем, что указанные силы малы в сравнении с $\mathbf{F}_{\text{кл}}$, полученные формулы останутся справедливыми (в рассматриваемом линейном приближении по $|\mathbf{u}_c|/|c_2|$, $|\mathbf{u}_n|/|c_2|$), если заменить в них действительные силы их приближенным «классическим» значением, а также считать, что входящие в них составляющие скоростей, помеченные значками \perp и \parallel , направлены соответственно перпендикулярно и параллельно не силе \mathbf{F}_r , а силе $\mathbf{F}_{\text{кл}}$. Производя указанные изменения, заключаем на основании формул (4.8) и

(4.14), что разность между анализируемыми крайними значениями «классической» силы может быть представлена в виде суммы следующих двух составляющих, первая из которых перпендикулярна, а вторая параллельна силе $\mathbf{F}_{\text{кл}}$:

$$\Delta \mathbf{F}_{\hat{e}\hat{e}}^{\perp} \approx \gamma \frac{\mathbf{v}_{\hat{n}}^{\perp}}{|c_2|} F; \quad (4.15)$$

$$\Delta \mathbf{F}_{\hat{e}\hat{e}}^{\parallel} \approx -\gamma \frac{2\mathbf{v}_{\hat{n}}^{\parallel}}{|c_2|} F, \quad (4.16)$$

где $\gamma = \text{sign}(\mathbf{F}_{\text{кл}} \cdot \mathbf{i})$; $F = |\mathbf{F}_{\text{кл}}|$. А на основании формул (4.7), (4.13) приходим к выводу, что добавочные силы, которые необходимо прибавить к «классической» силе $\mathbf{F}_{\text{кл}}$ для компенсации неточностей ее направления и абсолютного значения, имеют вид

$$\mathbf{F}_{\perp} \approx \gamma \frac{\mathbf{u}_{\hat{n}}^{\perp} + \mathbf{u}_{\hat{i}}^{\perp}}{2|c_2|} F; \quad (4.17)$$

$$\mathbf{F}_{\parallel} \approx -\gamma \frac{\mathbf{u}_{\hat{n}}^{\parallel} + \mathbf{u}_{\hat{i}}^{\parallel}}{|c_2|} F, \quad (4.18)$$

причем первая из этих сил перпендикулярна, а вторая параллельна силе $\mathbf{F}_{\text{кл}}$. Напомним, что при выводе формул (4.16) и (4.18) использован закон взаимодействия (4.9).

Присоединим сюда формулу для временной составляющей силы взаимодействия, о которой шла речь ранее. Из выражения (4.3) легко получаем, что

$$\mathbf{F}_{\hat{a}} = \gamma \frac{\mathbf{V}}{|c_2|} |\mathbf{F}_{\hat{a}}| \approx \gamma \frac{\mathbf{V}}{|c_2|} F, \quad (4.19)$$

где \mathbf{V} – «скорость» движения нашего Мира вдоль оси времени (вектор \mathbf{V} параллелен оси времени, направлен из прошлого в будущее и имеет модуль c : $|\mathbf{V}| = c$); здесь учтено, что вектор $\mathbf{F}_{\hat{v}}$ при отталкивающем характере взаимодействия направлен в ту же сторону, что и \mathbf{V} , а при притягивающем – в противоположную сторону (см. рис. 4.1).

Таким образом, в классической механике, из-за неучета временного различия между моментами проявлений причины и следствия, сила взаимодействия оказывается заданной не точно. Погрешности имеют ее составляющие по трем взаимно перпендикулярным направлениям: по оси времени и по двум направлениям, лежащим в гиперплоскости одномоментных событий, — вдоль самой силы и перпендикулярно к ней.

В разд. 3 обсуждалась еще одна неточность «классической» силы, которая обусловлена специфическим воздействием времени. Выпишем все четыре добавки, компенсирующие неточности «классических» сил, применительно к частному случаю покоящейся точки-причины ($\mathbf{u}_{\text{п}} = \mathbf{0}$). Воспользовавшись формулами (3.11), (4.17) – (4.19), имеем

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{E}}_{\hat{\mathbf{n}}} &= \frac{|\mathbf{v}_{\hat{\mathbf{n}}}^{\perp}|}{c_2} \mathbf{I} F; & \mathbf{F}_{\perp} &\approx \gamma \frac{\mathbf{v}_{\hat{\mathbf{n}}}^{\perp}}{2|c_2|} F; \\ \mathbf{F}_{\parallel} &\approx -\gamma \frac{\mathbf{v}_{\hat{\mathbf{n}}}^{\parallel}}{|c_2|} F; & \mathbf{F}_{\hat{\mathbf{a}}} &\approx \gamma \frac{\mathbf{V}}{|c_2|} F. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Здесь учтено следующее: а) причинно-следственное звено, рассмотренное в разд. 3, представляет собой в действительности не само это звено, а пару одномоментных точек мировых линий причины и следствия, поэтому точки P , C и сила \mathbf{F}_c из разд. 3 есть фактически точки P , C_0 (или P_0 , C) и сила $\mathbf{F}_{кл}$ из настоящего раздела (ср. рис. 3.1 – 3.3 с рис. 4.1, 4.2); б) формула (3.11), выписанная для случая $\mathbf{u}_n = \mathbf{0}$, $\mathbf{u}_c^{\parallel} = \mathbf{0}$, сохраняет силу и при $\mathbf{u}_c^{\parallel} \neq \mathbf{0}$, если заменить в ней величину v (равную $|v_c|$) на $|v_c^{\perp}|$ (так как согласно формулам (3.6) и (3.9) составляющая v_c^{\parallel} не дает вклада в силу \mathbf{K}_c); в) $\mathbf{u}_c = \mathbf{v}_c$ при $\mathbf{u}_n = \mathbf{0}$. Отметим, что все четыре добавочные силы взаимно перпендикулярны (напомним, что орт \mathbf{I} ортогонален векторам \mathbf{v}_c и $\mathbf{F}_{кл}$).

При взгляде на формулы (4.20) обращает на себя внимание их схожесть: все описываемые ими добавочные силы, во-первых, пропорциональны модулю «классической» силы, и, во-вторых, пропорциональны отношению соответствующей скорости к константе c_2 . Данное обстоятельство служит еще одним, хотя, конечно, весьма косвенным, доводом в пользу введения добавочной силы \mathbf{K}_c ; во всяком случае, при отсутствии таковой была бы явно нарушена симметрия четырех линейно независимых направлений пространства-времени.

В завершение настоящего раздела обратим внимание на возможность дать две различные интерпретации фигуре, изображенной на рис. 4.1 (причем независимо от того, имеет сила \mathbf{F} временно составляющую или нет). Одна интерпретация базируется на представлении о нашем Мире как трехмерной гиперплоскости со строго нулевой толщиной по оси времени. В соответствии с таким представлением рассматриваемая фигура есть изображение двух состояний Мира, разделенных интервалом времени δt . При этом имеет место взаимодействие между будущим и прошлым состояниями Мира. Вторая интерпретация основывается на допущении, что наш Мир имеет некоторую ненулевую толщину по временной оси или, говоря в духе представлений квантовой механики, имеет «размазанность» или «неопределенность» вдоль этой оси. В этом случае можно сказать, что фигура на рис. 4.1 изображает две взаимодействующие материальные точки, принадлежащие одному и тому же состоянию Мира, но лежащие в разных его временных сечениях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Козырев, Н.А. Избранные труды [Текст] / Н.А. Козырев. – Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1991. – 447 с.
2. Ландау, Л.Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория) [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – 4-е изд. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – § 16, с. 68. – (Теоретическая физика; Т. 3).

3. Фейнман, Р. КЭД – странная теория света и вещества [Текст] / Р. Фейнман; пер. с англ. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 144 с. – (Библиотечка «Квант»; Вып. 66).
4. Бройль, Л. де. Соотношения неопределенностей Гейзенберга и вероятностная интерпретация волновой механики. (С критическими замечаниями автора.) [Текст] / Л. де Бройль; пер. с франц. – М.: Мир, 1986. – 342 с.
5. Демуцкий, В.П. Концептуальные вопросы квантовой механики [Текст] / В.П. Демуцкий, Р.В. Половин // Успехи физических наук. – 1992. – Т. 162, №10. – С. 93 – 180.
6. Козырев, Н.А. Новый метод определения тригонометрических параллаксов на основе измерения разности между истинным и видимым положением звезды [Текст] / Н.А. Козырев, В.В. Насонов // Астрометрия и небесная механика. – М.; Л.: [Б. и.], 1978. – С. 168 – 179. – (Проблемы исследования Вселенной; Вып. 7).
7. Козырев, Н.А. О некоторых свойствах времени, обнаруженных астрономическими наблюдениями [Текст] / Н.А. Козырев, В.В. Насонов / / Проявление космических факторов на Земле и звездах. – М.; Л.: [Б. и.], 1980. – С. 76 – 84. – (Проблемы исследования Вселенной; Вып. 9).
8. Поляхов, Н.Н. Теоретическая механика [Текст] / Н.Н. Поляхов, С.А. Зегжда, М.П. Юшков. – Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1985. – 536 с.
9. Седов, Л.И. Механика сплошной среды [Текст]. В 2 т. Т. 1. / Л.И. Седов. – 4-е изд. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. – 528 с.
10. Новацкий, В. Теория упругости [Текст] / В. Новацкий; пер. с польск. – М.: Мир, 1975. – 872 с.