1957 г. Май

Т. LXII, вып. 1

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

# ДАЛЬНЕЙШИЕ СООБРАЖЕНИЯ О ФИЗИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛОРЕНЦА

*Л. Яноши*

§ 1. В предыдущей статье[1] я обсудил вопрос о физической интерпретации преобразований Лоренца. Я привел аргументы, указывающие на то, что интерпретация преобразований Лоренца, данная Эйнштейном, с одной стороны, и Лоренцом и Фицджеральдом — с другой, должна быть пересмотрена; я привел ряд аргументов в пользу интерпретации близкой, но не тождественной со старой интерпретацией Лоренца — Фицджеральда.

После опубликования указанной выше статьи я имел возможность обсудить этот вопрос со многими физиками. Хотя эти обсуждения не привели к существенно новым результатам, в них были выяснены многие детали, и я попытаюсь сформулировать наново мои соображения, используя результаты этих обсуждений.

В настоящей статье я не буду рассматривать все проблемы, обсужденные в предыдущей работе, а рассмотрю более подробно некоторые избранные аспекты проблемы. В частности, я рассмотрю гораздо подробнее, чем раньше, вопросы динамики твердого тела (или замкнутой физической системы) и особо остановлюсь на том, что происходит при ускорении такой системы.

## I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ

§ 2. Теория относительности исходила из отрицательных результатов, полученных из ряда экспериментов. Позднее теория предсказала ряд положительных эффектов, которые частично были подтверждены на эксперименте. Ради ясности аргументации мы кратко обсудим эти экспериментальные результаты:

1) Опыт Майкельсона — Морлея и ряд аналогичных экспериментов.

2) Опыты, доказывающие «замедление хода часов». Были проведены два эксперимента, в которых проявлялся этот эффект:

а) Было найдено, что время жизни $\tau'$ быстрого $\mu$-мезона значительно длиннее времени жизни покоящегося $\mu$-мезона. На эксперименте были качественно доказаны следующие соотношения:

$$\tau' \sim \tau \cdot \frac{P}{mc^2}, \qquad 1 < \frac{P}{mc^2} < 50, \tag{1}$$

где $\tau = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ *сек* есть время полураспада покоящихся мезонов, которое измеряется непосредственно. Время $\tau'$ измеряется с помощью определения доли $\mu$-мезонов, которая исчезает из пучка вследствие распада. Подставляя в соотношение (1) релятивистское выражение для импульса, мы получим вместо выражения (1):

$$\tau' \approx \frac{\tau}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \tag{2}$$

б) Длина волны света, излучаемого быстро двигающимся атомом, оказывается больше, чем соответствующая длина волны, излучаемая покоящимся атомом [2]. Разность

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda,$$

где $\lambda'$ — длина волны, излучаемая быстрым атомом, и $\lambda$ — соответствующая длина волны покоящегося атома. Было найдено, что

$$\Delta\lambda = \alpha \frac{v^2}{c^2} \alpha \approx 0,5. \tag{3}$$

Если принять, что $\alpha = 0,5$, то формула (3) совместна с релятивистским соотношением

$$\nu' = \nu \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \tag{4}$$

где $\nu'$ — частота света, излучаемого атомом, движущимся со скоростью $v$. Соотношение (4) может быть интерпретировано так: если атом рассматривать как часы, то эти часы замедляют свой ход, если атому сообщена большая скорость.

3) Изменение массы со скоростью. Определяя отклонение электрона в комбинированных электрическом и магнитном полях, можно установить, что масса изменяется со скоростью. С помощью хорошо известных измерений удалось доказать, что масса электронов и протонов увеличивается со скоростью.

Результаты измерений больше совпадают с выражением, данным Лоренцом, чем с более старым выражением Абрагама.

В другой статье [3] мы занимались точной оценкой экспериментальных данных. Точность наилучших измерений около 1%.

4) Дефект масс. Ядра атомов, построенные из определенного числа нуклонов, имеют инерционную (а также гравитационную) массу $M$, которая меньше, чем сумма масс частиц $m_i$, образующих ядро. Согласно теории следует ожидать

$$M = \Sigma m_i - \frac{U}{c^2}, \tag{5}$$

где $U$ — энергия связи.

Измерения подтверждают теорию, однако согласно анализу Флюгге [4] оказывается желательным получить больше экспериментальных данных, которые подтверждали бы соотношение (5), чем их имеется до настоящего емени.

§ 3. Таким образом, мы резюмировали наиболее важные полученные на эксперименте подтверждения теории относительности. По нашему мнению, будет сделана весьма полезная работа, если эти фундаментальные опыты будут повторены, а также будет увеличено их число, а также если полученные результаты будут подвергнуты критическому анализу.

При интерпретации экспериментов, рассмотренных в § 2, обычно утверждают, что эти эксперименты доказывают эффекты, вызванные движением *объекта относительно наблюдателя*.

На самом деле эти экспериментальные результаты доказывают не это, а следующее: если эти результаты рассматривать без предвзятого мнения, то они указывают на эффекты *ускоренного движения* относительно некоторой физической системы.

1) Рассмотрим опыт Майкельсона — Морлея; здесь экспериментальный результат состоит просто в том, что полосы, видимые в интерферометре, не смещаются при повороте интерферометра. Этот поворот есть ускоренное движение, т. е. мы исследуем влияние ускоренного движения на инструмент. Точнее говоря, ускоренное движение не дает остаточных эффектов, которые

можно было бы наблюдать после того, как ускорение закончено. Кроме того, опыт Майкельсона — Морлея был повторен в различные времена года для того, чтобы выяснить, дает ли ускоренное движение Земли по ее орбите какие-либо накапливающиеся эффекты, которые влияли бы на инструмент.

То же самое верно и для опыта Траутона — Нобля и других хорошо известных экспериментов того же типа. Во всех этих экспериментах установлено, что определенное ускоренное движение системы не производит заметных остаточных эффектов в аппаратуре (поворот конденсатора и т. д.).

2) Эксперименты по определению времени жизни мезона доказывают, что очень быстро движущийся по отношению к Земле (или солнечной или галактической системе) мезон имеет время жизни $\tau' > \tau$, где $\tau$ — время жизни мезона, двигающегося с относительно малой скоростью по отношению к Земле. Фактически мезоны рождаются обычно с большими скоростями, так что эксперименты, по-видимому, показывают, что при замедлении мезонов мы сокращаем их время жизни. Таким образом, эксперимент дает информацию о влиянии ускорения на механизм распада $\mu$-мезонов.

Такие же замечания можно сделать относительно экспериментов по поперечному эффекту Допплера. Атомы, имеющие известные свойства, ускоряются; при этом в результате ускоренного движения меняется частота излучаемого ими света. Кроме того, хотя такие эксперименты фактически не были выполнены, нет сомнения в том, что если движение атомов, образующих каналовые лучи, будет замедлено и они будут собраны в разрядную трубку, то после этого они будут излучать те же частоты, которые они излучали до ускорения. Таким образом, весьма вероятно, что замедление быстрых атомов приводит к увеличению излучаемой ими частоты, причем исходная частота достигается, как только они замедляются до скоростей, малых по сравнению со скоростью света.

3) Рассматривая эксперименты по изменению массы со скоростью, мы найдем, что если ускорить электроны или протоны до очень больших скоростей, то их взаимодействие с электрическим и магнитным полями отличается от взаимодействия медленных электронов или протонов. Опять-таки быстрые электроны являются быстрыми по отношению к Земле.

§ 4. Наконец, для того чтобы интерпретировать экспериментальные факты, нам не так уж нужна теория, которая предсказывала бы, *как выглядит* одна и та же система с точки зрения различных наблюдателей *). Для интерпретации экспериментальных результатов необходимо иметь теорию, которая бы исследовала, как изменяется физическая система при ускорении, при котором меняется состояние ее трансляционного движения. В частности, теория должна предсказывать, что происходит в системе, ускоренной до скоростей, близких к скорости света.

## II.

### 1. Точка зрения Лоренца — Фицджеральда

§ 5. Отрицательный результат опытов Майкельсона — Морлея и ряда аналогичных экспериментов был интерпретирован Лоренцом и Фицджеральдом следующим образом.

Они предположили существование эфира, который находился в состоянии абсолютного покоя. Эфир, с их точки зрения, был носителем электромагнитных волн. Предполагалось, что световые волны распространяются в эфире изотропно во всех направлениях со скоростью $c$. Отрицательный результат опытов типа опыта Майкельсона — Морлея объяснялся хорошо известной гипотезой сжатия. Считалось, что деформация Лоренца — Фицджеральда

---

*) См., например, замечание Иоффе [5].

полностью компенсирует эффект, который без этой компенсации наблюдался бы как следствие эфирного ветра. Следующие ниже типы деформации, если они существуют, точно компенсируют все возможные эффекты трансляционного движения относительно эфира.

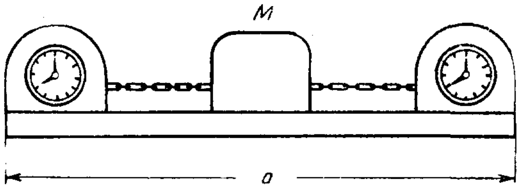


Рис. 1. Схема лоренцовской деформации.

Рассмотрим материальную систему, состоящую из стержня длины $a$ и двух часов на каждом конце стержня; эти часы управляются одним и тем же механизмом, который также связан со стержнем (рис. 1). Если мы будем ускорять последнюю систему из состояния покоя в состояние с трансляционной скоростью $v$, параллельной стержню, то, по предположению, должны иметь место следующие деформации:

1) стержень сокращается и достигает длины

$$a' = a\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,; \tag{6а}$$

2) часы замедляют свой ход в отношении

$$1 : \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,; \tag{6б}$$

3) часы испытывают сдвиг по фазе $\Delta t$ одни относительно других

$$\Delta t = -\frac{av}{\sqrt{c^2-v^2}}\,; \tag{6в}$$

4) цилиндр длины $a$, вращающийся вокруг оси, параллельной направлению ускорения, испытывает деформацию кручения вокруг оси, причем угол кручения есть

$$\Delta\varphi = -\frac{av\omega}{c^2}\,. \tag{6г}$$

В связи с деформациями Лоренца — Фицджеральда мы отметим, что деформация 1) необходима для объяснения опытов Майкельсона — Морлея; деформация 2) необходима для объяснения перпендикулярного эффекта Доплера и распада $\mu$-мезонов; деформации 3) и 4) не приводят к эффектам, которые до сих пор можно было бы проверить экспериментально. Однако последние эффекты следует ожидать из общих соображений, если эффекты (1) и (2) действительно имеют место.

Сдвиг в показаниях часов и деформация кручения вращающегося цилиндра играют важную роль в обсуждении мысленных экспериментов (см., например, Кон [6], особенно стр. 1408).

Деформации 3) и 4) имеют значительный физический интерес, потому что они компенсируют определенные эффекты, которые, если не возникла бы соответствующая деформация, можно было бы ожидать из мысленных экспериментов. Но, насколько я могу видеть, не существует экспериментально наблюдаемых эффектов, в которых бы эти деформации играли действительно важную роль.

§ 6. Допустить деформации Лоренца как предположение ad hoc просто для того, чтобы объяснить отрицательный результат опыта Майкельсона — Морлея, было бы, конечно, наиболее неудовлетворительным. Четыре довольно странные деформации вместе с предположением о несколько мистическом эфире казались Эйнштейну и большинству физиков совершенно неприемлемыми, и поэтому точка зрения Лоренца — Фицджеральда была полностью отвергнута в пользу точки зрения Эйнштейна.

Рассматривая эту проблему ретроспективно, я пришел к заключению, что обсуждение этих двух возможных точек зрения следует возобновить снова в свете обильного количества нового материала, которым мы в настоящее время располагаем. Тщательно рассмотрев эту проблему, я считаю, с одной стороны, что при ближайшем рассмотрении точка зрения Эйнштейна логически и философски гораздо менее удовлетворительна, чем это принято думать, а с другой стороны, точка зрения Лоренца — Фицджеральда может быть модифицирована так, что она будет давать гораздо более удовлетворительную картину, чем это обычно считается возможным.

В настоящей статье я детально изложу эту модифицированную точку зрения Лоренца — Фицджеральда и попытаюсь показать ее внутреннюю последовательность. Что касается возражений относительно точки зрения Эйнштейна, то здесь я ограничусь несколькими короткими замечаниями.

## 2. Точка зрения Эйнштейна

§ 7. В этой точке зрения указывается, что концепция эфира неудовлетворительна с **философской** точки зрения, доказывается, что вследствие большого числа неудач в попытках выделить эфирный ветер необходимо построить теорию без эфира, которого не удается наблюдать. Исходя из этого, предполагается, что инерциальные системы $K_1$, $K_2$ и т. д., которые двигаются поступательно одна относительно другой, являются полностью эквивалентными; законы природы имеют одну и ту же форму в любой из них. При последовательной формулировке этой идеи мы должны преобразовывать координаты и времена не согласно преобразованиям Галилея, а согласно преобразованиям Лоренца.

Итак, являются ли два события одновременными или нет по преобразованиям Лоренца, зависит, до определенной степени, от системы отсчета и, следовательно, от наблюдателя. Более того, последовательность во времени двух событий, с точки зрения Эйнштейна, может оказаться различной при наблюдении из двух разных систем отсчета. Имеется существенное ограничение последнего утверждения: если два события происходят достаточно *близко* друг к другу или если промежуток времени между ними достаточно *велик*, то их последовательность во времени одна и та же во всех (приемлемых) инерциальных системах.

Эйнштейн указал, и здесь мы согласны с ним, что изменение последовательности во времени двух событий $A$ и $B$ при переходе от одной системы отсчета к другой могло бы привести к трудностям только в том случае, если бы существовала причинная связь между этими событиями. Гипотеза Эйнштейна об эквивалентности инерциальных систем, связанных преобразованиями Лоренца, может быть сохранена только в том случае, если в природе не существует сигналов, распространяющихся со скоростью, большей скорости света. Это условие было явно выражено Эйнштейном.

Аргументы Эйнштейна часто обращают и объявляют, будто бы теория относительности «доказывает», что не существует действия, распространяющегося со скоростью, большей, чем скорость света. Это обращение аргументов является мистификацией положения дел. Если будут открыты сигналы, распространяющиеся со скоростью, превышающей скорость света, то точка зрения Эйнштейна будет отвергнута. Мы отмечаем это здесь для того, чтобы подчеркнуть (это было принято Эйнштейном), что гипотеза невозможности распространения сигналов со скоростью, большей скорости света, фактически не доказана теорией относительности, а является существенной гипотезой, на которой основывается теория относительности, и гипотезой, которая не может быть положительно доказана.

§ 8. Эйнштейн предложил свою интерпретацию преобразований Лоренца вместо интерпретации Лоренца — Фицджеральда из чисто философских соображений, Experiment crucis для этих двух точек зрения не существует, поскольку в рамках классической теории они являются математически эквивалентными. Если бы такого рода эксперимент был найден, то он был бы, возможно, в пользу точки зрения Лоренца — Фицджеральда (против точки зрения Эйнштейна); experiment crucis в пользу точки зрения Эйнштейна (против точки зрения Лоренца — Фицджеральда) невозможен.

«Если будет открыт всеобщий закон природы, который не будет соответствовать этому условию (а именно ковариантности по отношению к преобразованиям Лоренца), то, по меньшей мере, одна из двух основных предпосылок теории будет опровергнута» (см.[7], стр. 29).

В самом деле, будущие эксперименты, возможно, докажут, что существуют сигналы, которые распространяются со скоростью, большей скорости света, но ни один эксперимент не может доказать, что такие сигналы не существуют. Аналогично, некоторые эксперименты в будущем, может быть, дадут определенные указания об абсолютном движении Земли, но совершенно ясно, что ни один эксперимент не может исключить возможности того, что кому-нибудь из физиков через некоторое время удастся определить это движение. Итак, эта часть теории относительности всегда нуждается в защите.

## III. ДИНАМИКА ФИЗИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, ПОДВЕРГАЮЩЕЙСЯ УСКОРЕНИЮ

§ 9. В настоящем разделе, а также в разделах IV и V мы рассмотрим физическую систему с точки зрения только одной системы отсчета и рассмотрим поведение этой системы при ускорении. Обозначим нашу систему отсчета через $K_0$. Предполагается, что эта система отсчета является инерциальной, покоящейся, например, относительно солнечной системы, хотя она не должна быть точно такой системой. В § 39 мы рассмотрим философское и методологическое значение того, что наши соображения основываются только на рассмотрении одной системы $K_0$. Не входя в детали этих вопросов, мы в данный момент просто постулируем, что $K_0$ есть система, двигающаяся с небольшой скоростью, скажем, по отношению к солнечной системе, координаты и часы в которой отрегулированы так, что в ней верны уравнения Максвелла. Таким образом, мы предположили, что свет в системе $K_0$ распространяется изотропно со скоростью $c$. Как только это предположение сделано, мы можем измерять расстояния и проверять часы с помощью световых сигналов.

§ 10. Электромагнитное поле. Итак, мы предположили, что в системе $K_0$ имеют силу уравнения Максвелла. Несмотря на то, что пока мы рассматриваем явления лишь в одной системе отсчета, мы все-таки можем использовать то свойство уравнений Максвелла, что они являются инвариантными по отношению к преобразованиям Лоренца. Так как если мы подвергаем координаты и времена совместно с напряженностью поля и плотностью тока и заряда преобразованиям Лоренца и эти преобразованные величины относим снова к первоначальной системе $K_0$, то мы получим новое распределение электромагнитного поля. Это преобразованное распределение соответствует уравнениям Максвелла, если первоначальное поле им соответствовало.

Рассмотрим, например, случай покоящегося заряда. Поле заряда — общеизвестное поле Кулона. Если теперь заряд и его поле как одну систему подвергнем преобразованиям Лоренца, мы получим такое распределение, которое представляет собой заряд, движущийся с постоянной скоростью, и его поле. Поле движущегося заряда — известное сжатое в продольном направлении поле Лоренца. Таким образом, мы получили стационарное поле движущегося заряда. Однако с помощью этого метода нельзя определить, что произошло с зарядом при ускорении его из состояния покоя до состояния со скоростью $v$. Для исследования последнего вопроса мы должны иметь решение уравнения Максвелла для зарядового распределения, которое вначале покоилось, затем было постепенно ускорено и, наконец, двигается со скоростью $v$. Такое распределение дается формулой

$$\rho(r, t)=\rho_2\left(\mathbf{r}-\int^{t}\mathbf{v}(t')\,dt', t\right), \tag{7}$$

$$\mathbf{v}(t)=\begin{cases}0 & \text{для} \quad t<0,\\ v & \text{для} \quad t>t_1>0\end{cases} \tag{8}$$

и

$$\rho_2(\mathbf{r}, t)=0 \quad \text{для} \quad |\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|>\varepsilon \text{ при любых значениях } t \tag{9}$$

($\mathbf{r}_1$ указывает центр облачного заряда). Итак, $\rho(\mathbf{r}, t)$ представляет распределение заряда, которое вначале покоилось, в момент времени $t=0$ начало двигаться и достигло скорости $v$ не позднее чем в момент времени $t_1>0$. Мы предположим, что распределение $\rho_2$ зависит от времени $t$ явно, так что при ускорении может иметь место любая деформация заряда. Мы постулировали условие (9) для того, чтобы гарантировать, что распределение заряда всегда находится внутри сферы с радиусом $\varepsilon$ (но не обязательно заполняет ее полностью). Далее, распределение ведет себя как жесткое как до включения ускорения, так и после его выключения, однако очертания распределения после времени $t_1$ могут отличаться от очертаний до времени $t$.

§ 11. Можно получить решение уравнений Максвелла для распределения заряда (7) — (9), однако мы должны сделать дальнейшие предположения о плотности тока.

Решение уравнений Максвелла для случая произвольно ускоряемого зарядового распределения было дано в явном виде Гайтлером[8] для предельного случая $\varepsilon\to 0$, т. е. Гайтлер определил только ту часть поля, которая не зависит от структуры зарядового распределения. Для распределений с $\varepsilon\neq 0$ к решению Гайтлера необходимо добавить решения, соответствующие определенным электрическим и магнитным мультиполям, которые двигаются вместе с зарядом.

Выражение, описывающее поле произвольно двигающегося заряда, имеет простой физический смысл, который качественно может быть описан следующим образом.

§ 12. Для времени $t\gg t_1$, т. е. после ускорения, мы должны рассматривать четыре зоны поля, окружающего заряд. Эти зоны обозначены *I*, *II*, *III*, *IV* на рис. 2; они могут быть описаны следующим образом:

*I*. Зона с радиусом $|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1-vt|<R_I\sim\varepsilon$, непосредственно окружающая заряд. Поле здесь существенно зависит от структуры заряда и не может быть определено только с помощью уравнений Максвелла.

*II*. Зона, следующая после зоны *I*; это сжатое поле Лоренца, которое может быть достаточно точно определено с помощью формул, данных Лоренцом. Внешняя граница этой области распространяется со скоростью света вокруг заряда, начиная с момента, когда заряд достиг скорости $v$; итак, радиус зоны есть $c(t-t_1)$ для $t>t_1$.

*III*. Зона, окружающая зону *II*; эта зона содержит сферические волны, излученные в процессе ускорения. Поле в этой удаляющейся зоне не стационарно.

*IV*. Зона $|\mathbf{r}|>ct$; эффекты ускорения еще не достигли этой последней зоны, и поэтому мы находим в ней поле покоящегося заряда.

Рассматривая всю картину, мы можем заключить следующее. При ускорении зарядового распределения (занимающего только малую область) до скорости $\mathbf{v}$ поле этого распределения претерпевает преобразование Лоренца. Исключение из этого может быть только в непосредственной окрестности этого распределения (зона $I$), где возникающее поле существенно зависит от структуры заряда. Кроме того, преобразованное поле устанавливается не мгновенно, а лишь в той степени, в которой зона $II$ распространяется в интересующей нас части пространства. Мы можем выразить этот результат

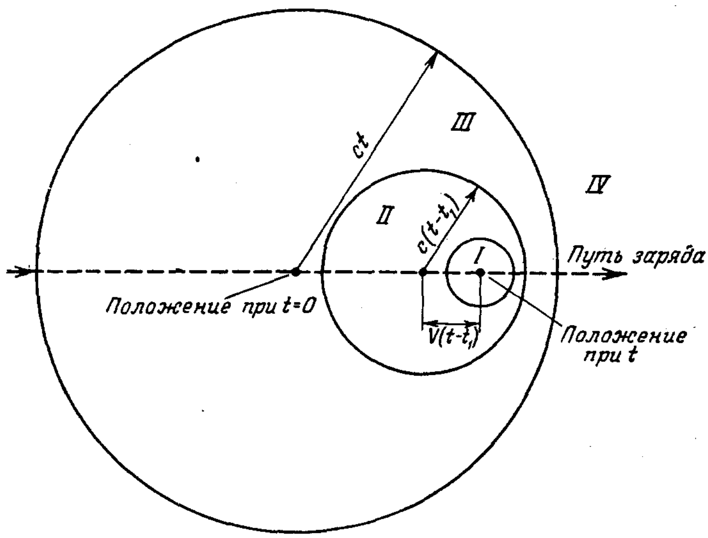


Рис. 2. Расположенне лоренц-сокращенных областей вокруг движущегося заряда.

и иначе, сказав, что при ускорении заряда мы возмущаем его поле, а когда мы позволяем возмущенному полю релаксироваться, то устанавливается сжатое поле Лоренца.

Пренебрегая на время зоной $I$, мы можем утверждать, что лоренцовское сжатие поля заряда следует непосредственно из уравнения Максвелла без каких-либо дополнительных гипотез о структуре заряда.

§ 13. Зона $I$, где поле зависит от структуры распределения заряда, несущественна, если мы рассматриваем систему взаимодействующих зарядов, расположенных на расстояниях, превышающих их диаметры. Однако в такой системе, помимо электромагнитных сил, должны действовать также и неэлектромагнитные силы для того, чтобы система была стабильной; мы рассмотрим эту проблему ниже.

Поле в непосредственной окрестности зарядового распределения (зона $I$) играет существенную роль, если мы хотим определить силу самодействия заряда. Хорошо известные расчеты Лоренца дают следующий результат. Если заряд ускоряется, то сила реакции самодействия заряда самого на себя имеет компоненту, противоположную направлению ускорения. Итак, если мы поместим зарядовое распределение, скажем, во внешнее электростатическое поле, то часть действия внешнего поля будет компенсирована реакцией самодействия поля заряда. Таким образом, эта реакция уменьшает величину ускорения, производимого внешним полем. Точная величина этой реакции зависит от предположения о свойствах функции $\rho(\mathbf{r}, t)$, которая задает расположение заряда в процессе ускорения. Предполагая, например,

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_1 \left( \mathbf{r} - \int\limits_0^t \mathbf{v}(t')\, dt' \right),$$

т. е. ускорение без деформации, мы получим абрагамовский электрон, для которого зависимость массы от скорости дается формулой Абрагама. Если мы предположим, следуя Лоренцу, что распределение испытывает сокращение длины в отношении $1:\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$, то мы получим зависимость массы от скорости, данную Лоренцом. Рассматривая высшие приближения, мы получим также вклад высших производных, т. е. радиационные поправки.

Итак, мы видим, что из уравнений Максвелла следует, по крайней мере качественно, что масса электрона зависит от его скорости, если массу брать как отношение полной силы к получаемому ускорению.

Количественное выражение для этой зависимости мы можем вычислить только в том случае, если знаем структуру электрона. Проводя рассуждения в обратном порядке, мы находим, что из наблюдаемой зависимости массы электрона от скорости мы можем сделать заключения о структуре электрона, если считать, что масса электрона имеет главным образом электромагнитное происхождение. На основе имеющихся экспериментальных данных можно считать, что формула Абрагама не согласуется с опытом, и мы можем исключить возможность того, что электрон ведет себя как жесткая сфера.

§ 14. То, что мы говорили здесь в отношении электрона, может быть обобщено на нуклоны или атомные ядра. Хотя эти частицы окружены электромагнитным полем, но гораздо более важную роль в этом случае играет мезонное поле. Реакция мезонного поля при ускорении протона может быть ответственна (по крайней мере частично) за изменение массы протона со скоростью.

§ 15. Дефект масс и уравнения Максвелла. Уравнения Максвелла строго ведут к сохранению энергии и импульса, если предположить, как обычно, что поле обладает плотностью энергии и импульса. Итак, при ускорении облака заряда, скажем, электрона, работа, выполненная действующей силой, появляется в виде накопленной электромагнитной энергии поля. Если величина ускорения мала, то практически вся работа, выполненная действующей силой, накоплена в окружающем заряд электромагнитном поле, так что в случае торможения она переходит обратно к частице; всегда имеется, конечно, часть энергии, которая была излучена и не может быть получена обратно.

Рассмотрим теперь систему, состоящую из положительного и отрицательного зарядов. Ускоряя эти две частицы одновременно, мы должны преодолеть как реакцию поля этих двух частиц на них самих, так и взаимное действие двух полей друг на друга.

Непосредственное детальное вычисление показывает, что сила, действующая на систему, состоящую из положительного и отрицательного зарядов, сообщает ей ускорение тем бóльшее, чем ближе расположены эти заряды друг к другу, т. е. чем больше (отрицательная) энергия связи, т. е. фактически дефект масс может быть получен как прямое следствие уравнений Максвелла в системе, связанной электромагнитными силами. Точное значение дефекта масс может быть, по-видимому, получено, если принять во внимание неэлектромагнитную часть сил связи.

§ 16. Рассматривая вместо электронов, например, систему из протонов и нейтронов, мы можем ожидать, что, по крайней мере качественно, мы получим дефект масс, если предположим, что взаимодействие между частицами переносится полем. Если мы предположим, что взаимодействие полностью переносится мезонным полем, предложенным Юкава, то мы, по-видимому, получим дефект масс в согласии с предсказаниями теории относительности, поскольку поле Юкава ковариантно по отношению к преобразованиям Лоренца и поскольку оно удовлетворяет законам сохранения.

Следует подчеркнуть, однако, что в настоящее время, вообще говоря, считается доказанным, что нуклоны подчиняются ковариантным законам. Это может быть и так, но число экспериментальных доказательств кажется в некоторой степени разочаровывающим. По моему мнению, весьма желательно исследовать, насколько экспериментальные доказательства указывают на необходимость (или по крайней мере свидетельствуют в пользу) общей уверенности, что нуклоны ведут себя релятивистски. Имеющиеся факты: 1) масса нуклона растет со скоростью, 2) масса связанной системы нуклонов меньше, чем сумма масс свободных нуклонов, могут быть объяснены качественно любой теорией поля, и эти факты сами по себе не могут быть взяты как решающие доказательства релятивистского поведения нуклонов.

## IV. ЛОРЕНЦОВСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ В ПРОИЗВОЛЬНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

§ 17. Предположение о лоренцовских деформациях твердого тела могло показаться весьма странным в начале нашего столетия, когда был распространен довольно мистический взгляд на вещество. До тех пор, пока твердое тело рассматривается как некоторое бесструктурное геометрическое образование, кажется естественным предполагать, что твердое тело является жестким и не меняется при движении.

В настоящее время мы знаем, однако, что твердое тело состоит из большого числа атомов, которые находятся в состоянии *динамического равновесия* по отношению друг к другу. Если такую систему ускорять, то было бы странным, если бы исходное равновесие не нарушалось при ускорении. Мы, в самом деле, покажем здесь, что в системе, в которой взаимодействие между отдельными ее частями распространяется с конечной скоростью, следует ожидать деформаций того же типа, что и лоренцовские деформации. Таким образом, мы придем к заключению, что система при ускорении ее обязательно деформируется. Как она деформируется, зависит от природы сил сцепления.

Если мы допустим, что динамическая система, как правило, деформируется так, как это предполагали Лоренц и Фицджеральд, то вопрос о том, является ли гипотеза Лоренца — Фицджеральда гипотезой ad hoc или нет, возникает в новой постановке. Так как на основании общих соображений следует ожидать, что твердое тело деформируется под влиянием ускорения и что его конечное деформированное состояние зависит от состояния сообщенного ему движения, то является необходимым провести эксперименты для определения точного значения величины деформации и найти математические выражения, которые объясняли бы эти деформации. Нахождение этих математических формул, которые бы количественно описывали эффекты, которые должны существовать на основании общих соображений, не может рассматриваться как процедура ad hoc.

Затем остается следующий шаг: если мы нашли эмпирические формулы, описывающие фактические деформации, которые выведены из эксперимента, то мы должны найти законы, которым подчиняются внутренние силы и которые бы объясняли наблюдаемые на опыте деформации.

Ниже мы рассмотрим динамику системы точечных масс, которые образуют равновесную конфигурацию под действием внутренних сил, распространяющихся с конечной скоростью.

§ 18. *Уравнение движения динамической системы.* Мы рассмотрим твердое тело, состоящее из $N$ частиц. Векторные координаты частиц в момент времени $t$ мы обозначим так:

$$\mathbf{r}_1(t),\ \mathbf{r}_2(t), \ldots, \mathbf{r}_N(t).$$

Выделяя одну частицу, скажем частицу $k$, мы можем предположить, что ускорение ее $\ddot{\mathbf{r}}_k(t)$ зависит от координат и скоростей всех частиц. Однако если мы предположим, что действие между частицами распространяется с конечной скоростью, скажем $V$, то ускорение частицы $k$ в момент времени $t$ определяется координатами и скоростями других частиц не в момент времени $t$, а в такое более раннее время $t_{lk}$, что действие некоторой другой частицы приходит как раз в момент времени $t$ в точку, где расположена частица $k$. Мы можем написать

$$t_{lk} = t - \tau_{lk}, \tag{10}$$

где $\tau_{lk}$ — время, которое необходимо для распространения действия от частицы $l$ к частице $k$. Фактически величина $t_{lk}$ может быть определена численно из следующего функционального уравнения:

$$|\mathbf{r}_l(t_{lk}) - \mathbf{r}_k(t)|\, V = t - t_{lk} \geqslant 0. \tag{11}$$

Для простоты мы введем обозначение

$$\mathbf{r}_l(t_{lk}) = \mathbf{r}_{lk}(t). \tag{12}$$

Итак, $\mathbf{r}_{lk}(t)$ — запаздывающая координата частицы $l$ по отношению действия ее на частицу $k$. Эта запаздывающая координата зависит, вообще говоря, от двух индексов $l$ и $k$. Теперь мы можем выписать уравнения движения в следующем виде:

$$\mathbf{f}_k\left(\mathbf{r}_{lk}(t),\ \dot{\mathbf{r}}_{lk}(t)\right) = \ddot{\mathbf{r}}_k(t), \tag{13}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}}_{lk}(t) &= \left(\frac{d}{dt'}\mathbf{r}_l(t')\right)_{t'=t_{lk}}, \\ \mathbf{r}_{kk}(t) &= \mathbf{r}_k(t). \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Каждая из функций $\mathbf{f}_k$, $k = 1, 2, \ldots, N$, имеет три компоненты и является характеристикой внутренних сил, действующих между частицами. Мы попытаемся обсудить свойства динамической системы при ускорении, сделав как можно меньше конкретных предположений о природе внутренних сил.

§ 19. Уравнения движения (11)—(14) нуждаются в некоторых пояснениях.

1) Мы предположили, что действие между частицами распространяется с постоянной скоростью $V$; эта фактическая скорость во всех известных случаях равна скорости света $c$. Кажущаяся скорость распространения может, однако, отличаться от скорости $c$ всякий раз, когда действие распространяется по зигзагообразному пути. Так, например, упругие силы в телах распространяются со скоростями, значительно меньшими, чем скорость света, но упругие силы есть результат очень сложного взаимодействия атомов твердого тела; нет сомнения в том, что фундаментальное взаимодействие между атомами распространяется со скоростью света.

2) Уравнения движения (12)—(14) предполагают, что силы зависят только от (запаздывающих) координат и скоростей частиц. Очевидно, что это верно только приближенно; однако мы будем рассматривать только случаи малых ускорений; тогда если силы в реальной системе и зависят от ускорений, то этой зависимостью можно пренебречь, не делая при этом значительных ошибок в случаях, которые будут рассмотрены ниже.

Мы можем сформулировать уравнения движения, предполагая, что частицы являются источниками некоторого поля

$$F(\mathbf{r},\ t) = F(\mathbf{r}_k(t'),\ t) \tag{15}$$

($F$ — некоторый функционал) и что это поле может ускорять частицы в результате самодействия:

$$\ddot{\mathbf{r}}_k(t) = \mathbf{G}\,(F(r_k(t),\ t);\quad r_k(t)\ldots). \tag{16}$$

Мы предпочитаем обсудить уравнения движения, задаваемые формулами (11)—(14), в рамках более простой модели. В §§ 31, 32 мы кратко обсудим недостатки этой простой модели.

§ 20. Если твердое тело покоится, то мы можем положить

$$\mathbf{r}_k(t)=\mathbf{r}_{kl}(t)=\mathbf{r}_k^0=\mathrm{const}.$$

Поэтому уравнения движения могут быть записаны (так как $\dot{\mathbf{r}}(t)=\ddot{\mathbf{r}}_k(t)=0$ для всех значений $t$) в виде

$$\mathbf{f}_k(\mathbf{r}_l^0,\ 0)=0, \qquad k=1,\ 2,\ldots,N. \tag{17}$$

(17) есть система $3N$ уравнений для $3N$ неизвестных ($3N$ компонент $N$ постоянных векторов $\mathbf{r}_l^0$). Любое решение этой системы дает равновесную конфигурацию системы $N$ частиц. Существует бесконечно много положений равновесия, и приведенная выше система уравнений не определяет неизвестных однозначно. Например, если $r_l^0$ есть система решений, то

$$\mathbf{r}_l^1=\mathbf{r}_l^0+\mathbf{a}, \tag{18}$$

где $\mathbf{a}$ — постоянный вектор, будет также системой решений. Итак, решения уравнений (17) содержат по крайней мере шесть произвольных параметров, соответствующих шести (геометрическим) степеням свободы твердого тела.

Фактически уравнения (17) имеют, как правило, много больше решений. Перестановка этих частиц дает новые решения. Наиболее существенная неоднозначность сводится к следующему. Если силы между частицами являются короткодействующими, то мы можем подразделить $N$ частиц на группы $N_1+N_2+\ldots=N$, и мы имеем решения, где каждая из этих подсистем $N_1, N_2,\ldots$ и т. д. находится в состоянии равновесия. Эти группы частиц так разделены, что взаимодействием частиц одной группы с частицами другой можно пренебречь. Фактически это означает, что мы можем разбить твердое тело на ряд частей, каждая из которых есть система, находящаяся в равновесии.

В дальнейшем мы предположим, что $\mathbf{r}_k^{(0)}$, $k=1,\ 2,\ldots,N$, представляет одно из таких возможных решений системы (17).

§ 21. Рассмотрим систему, находящуюся в поступательном движении. Тогда мы имеем:

$$\mathbf{r}_k^{(v)}(t)=\mathbf{r}_k^{(v)}(0)+\mathbf{v}t; \tag{19}$$

верхний индекс $(v)$ означает, что мы рассматриваем систему, двигающуюся со скоростью $\mathbf{v}$. Подставляя выражение (19) в формулу (11), мы с помощью соотношения (10) получим:

$$\left|\mathbf{r}_l^{(v)}(0)-\mathbf{r}_k^{(v)}(0)-\mathbf{v}\tau_{lk}\right|V=\tau_{lk}. \tag{20}$$

Из уравнений (20), очевидно, следует, что в случае трансляционного движения запаздывание $\tau_{lk}$ есть функция как $l$ и $k$, так и скорости $V$, но

$$\frac{\partial\tau_{lk}}{\partial t}=0, \tag{21}$$

т. е. $\tau_{lk}$ — постоянная во времени. Так что мы можем положить:

$$\left.\begin{aligned}&\mathbf{r}_{lk}^{(v)}(t)=\mathbf{r}_l^{(v)}(0)+vt-\tau_{lk}v\\&\dot{\mathbf{r}}_{lk}^{v}(t)=\mathbf{v}\\&\ddot{\mathbf{r}}_k^{v}(t)=0\end{aligned}\right\}\quad\begin{aligned}&\text{для}\quad l,\ k=1,\ 2,\ldots,N\\&\text{время}\quad t\ \text{— произвольно.}\end{aligned} \tag{22}$$

Тогда, вводя величины (22) в формулу (17), мы получим для равновесной конфигурации системы, находящейся в состоянии поступательного движения, следующее выражение ($t=0$):

$$\mathbf{f}_k\left(\mathbf{r}_l^v(0)-\tau_{lk}\mathbf{v};\ \mathbf{v}\right)=0. \tag{23}$$

Решения уравнения (23), вообще говоря, зависят от скорости $v$, так что мы можем утверждать, что

$$\mathbf{r}_l^0 \neq \mathbf{r}_l^v \qquad l=1, 2, \ldots, N.$$

За исключением очень частных случаев мы можем утверждать, что

$$\left|\mathbf{r}_l^{(0)}-\mathbf{r}_k^{(0)}\right| \neq \left|\mathbf{r}_l^{(v)}-\mathbf{r}_k^{(v)}\right|. \tag{24}$$

Таким образом, равновесное расстояние между частицами, вообще говоря, зависит от скорости $\mathbf{v}$. Итак, система $N$ частиц, ускоренная до скорости $\mathbf{v}$, изменяет свою равновесную конфигурацию.

Точнее говоря, из соображений, приведенных в статье[1], следует, что если мы прикладываем к каждой из $N$ частиц системы такие силы, которые ускоряют каждую частицу из состояния со скоростью, равной нулю, в состояние со скоростью, равной $\mathbf{v}$, причем скорость каждой частицы возрастает по одному и тому же закону, то такое ускорение нарушает состояние равновесия системы. После того как описанное выше ускорение закончено, система будет стремиться релаксироваться из приобретенной ею конфигурации. Равновесная конфигурация системы, находящейся в поступательном движении, является деформированной равновесной конфигурацией покоящейся системы.

§ 22. Приступим к сравнению решений уравнений (17) и (23), т. е. конфигураций, взятых при $v=0$ и $v>0$. Предположим, что скорость $v$ мала (по сравнению со скоростью $V$) и что деформации, т. е. вектора

$$\mathbf{r}_k^{(v)}-\mathbf{r}_k^{(0)}=\delta\mathbf{r}_k, \tag{25}$$

тоже малы. Тогда мы можем положить

$$\mathbf{f}_k\left(\mathbf{r}_l^{(v)}(0)-\tau_{lk}\mathbf{v};\ \mathbf{v}\right)= \\ =\mathbf{f}_k\left(\mathbf{r}_l^0,\ 0\right)+\sum_l\left(\delta\mathbf{r}_k-\tau_{lk}v\right)\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial v_l}+\sum_l v\,\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial\dot{\mathbf{r}}_l}+\ldots, \tag{26}$$

где мы обозначили $\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial\mathbf{r}_l}$ вектор с компонентами

$$\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial r_{lx}},\quad \frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial r_{ly}},\quad \frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial r_{lz}}$$

и

$$\mathbf{v}\,\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial\mathbf{r}_l}=v_x\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial r_{lx}}+v_y\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial r_{ly}}+v_z\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial r_{lz}};$$

аналогично должны быть интерпретированы остальные выражения.

Пренебрегая членами высших порядков в выражении (26) и отмечая, что первый член равен нулю, так как $\mathbf{r}_l^{(0)}$ представляет равновесную конфигурацию для состояния с $v=0$, мы можем написать:

$$\sum_l\left\{\left(\delta\mathbf{r}_l-\tau_{lk}\mathbf{v}\right)\frac{\partial\mathbf{f}}{\partial\mathbf{r}_l}+\mathbf{v}\,\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial\dot{\mathbf{r}}_l}\right\}=0, \qquad k=1, 2, \ldots, N. \tag{27}$$

Эта система уравнений может быть использована для определения деформации $\delta\mathbf{r}_l$, вызванной поступательным движением со скоростью $\mathbf{v}$.

В частности, когда $V\to\infty$ и $\frac{\partial\mathbf{f}_k}{\partial\dot{\mathbf{r}}_l}=0$ (силы, не зависящие от скоростей), мы имеем $\tau_{lk}\to 0$, и решение уравнений (27) получает вид

$$\delta\mathbf{r}_l=0,\ l=1,\ 2, \ldots,\ N.$$

Итак, деформации нельзя ожидать в случае мгновенного распространения действия и сил, не зависящих от скоростей. Если же действие распространяется не мгновенно, то деформацию следует ожидать даже в случае сил, не зависящих от скоростей.

§ 23. Сжатие системы, состоящей из двух частиц. Из уравнения (27) можно ожидать, вообще говоря, что деформация $\delta\mathbf{r}_l$ будет пропорциональна скорости $\mathbf{v}$. Однако мы покажем, налагая простые и естественные условия на функции $\mathbf{f}_k$, что если величину искажения разложить в степенной ряд по скорости $\mathbf{v}$, то он не будет содержать члена первого порядка.

Для того чтобы сделать изложенное выше более ясным, рассмотрим систему, состоящую только из двух частиц $A$ и $B$. Предположим, что частицы находятся в покое и расположены на оси $X$ системы координат; тогда они будут иметь координаты $x_A$ и $x_B$ соответственно.

Предположим, что частицы взаимодействуют между собой. Итак, частица $A$ будет стремиться ускорить частицу $B$. Соответствующее ускорение будет зависеть только от расстояния между частицами

$$|x_A - x_B| = a.$$

Тогда мы можем написать:

$$\ddot{x}_B = g_B(a) \tag{28}$$

и аналогично ускорение частицы $A$, вызванное частицей $B$,

$$\ddot{x}_A = g_A(a), \tag{29}$$

где функции $g_A$ и $g_B$ характеризуют силы, действующие между частицами, и играют ту же роль, что и функции $f_k$, приведенные выше. Если частицы $A$ и $B$ одинаковы, то из соображений симметрии следует, что $\ddot{x}_A = -\ddot{x}_B$, так что

$$g_B(a) = -g_A(a) = g(a) \text{ для всех значений } a. \tag{30}$$

Равновесие будет достигнуто на том расстоянии, для которого $\ddot{x}_A = -\ddot{x}_B = 0$, так что условие равновесия можно записать в виде

$$g(a) = 0 \quad \text{для} \quad a = a_0. \tag{31}$$

Мы предположим, что функция $g(a)$ не является сингулярной в точке $a = a_0$ и может быть разложена в степенной ряд по $a - a_0$. Если предположить, что $x_B > x_A$, то равновесие будет стабильным, если

$$\frac{dg(a)}{da} < 0 \quad \text{для} \quad a = a_0 \tag{32}$$

(равновесие будет стабильным, если все производные функции $g$ будут равны нулю до порядка $2k$, а производная $(2k+1)$ порядка будет отрицательной. Мы будем пренебрегать этой возможностью и постулируем, что имеет место соотношение (32)).

Нас интересует равновесная конфигурация частиц $A$ и $B$, если мы приведем их в движение. Равновесная конфигурация может быть охарактеризована с помощью

$$x_A(t) = vt, \quad x_B(t) = a(v) + vt, \tag{33}$$

где мы предположили, что система движется по оси $X$ со скоростью $v$; расстояние между движущимися частицами есть

$$x_B(t) - x_A(t). \tag{34}$$

Последняя конфигурация сохраняется без внешнего вмешательства, если только действие движущихся частиц друг на друга точно равно нулю на расстоянии $a(v)$.

§ 24. Рассмотрим зависимость величины $a(v)$ от скорости $v$. Или, точнее говоря, мы исследуем из общих соображений ограничения, которые следует наложить на возможный вид функции $a(v)$, не делая никаких частных предположений о действующих силах.

Если мы предположим, что действие частиц полностью не зависит от скорости, т. е. если мы предположим, что формулы (28) и (29) верны даже в случае $\dot{x}_A \neq 0$, $\dot{x}_B \neq 0$, то мы получим, что $a(v) = a_0$ для любого значения $v$. Однако постулат о независимости выражений (28) и (29) от скоростей подразумевает, что имеет место мгновенное взаимодействие между частицами. Для того чтобы убедиться в этом, представим, что частицы $A$ и $B$ покоятся на расстоянии $a_0$ друг от друга. Если мы внезапно уберем частицу $A$, то это изменение расстояния почувствуется в точке $B$ мгновенно, если предположить, что действие частицы $A$ на частицу $B$ зависит только от расстояния между ними.

Таким образом, если мы исключим мгновенное действие, то мы должны предположить, что силы между частицами зависят от скоростей, так что

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x}_A(t) &= g_A(a, v), \\ \ddot{x}_B(t) &= g_B(a, v), \end{aligned}\right\} \tag{35}$$

где

$$g_A(a, 0) = g_A(a), \quad g_B(a, 0) = -g_B(a).$$

Для того чтобы упростить дальнейшее рассмотрение, мы будем предполагать, что мы рассматриваем чисто поступательное движение, т. е.

$$\dot{x}_A(t) = \dot{x}_B(t) = v. \tag{36}$$

Мы можем ограничить выбор функций $g_A$ и $g_B$, исходя из следующих общих соображений. Предположим, что действие между частицами распространяется со скоростью $V$, действие частицы $A$ на частицу $B$ в момент времени $t$ зависит от положения $A'$ частицы $A$ в момент времени

$$t_B = t - \tau_B,$$

так что действие распространяется от частицы $A$ к частице $B$ со скоростью $V$ за время $\tau_B$. Находим, что

$$a_B(v) = A'B = \frac{a}{1 - \frac{v}{V}} \tag{37}$$

и

$$a_A(v) = AB' = \frac{a}{1 + \frac{v}{V}}, \tag{38}$$

где $a_B(v)$ и $a_A(v)$ есть запаздывающие расстояния, на которых частицы действуют друг на друга.

В простейшем случае можно предположить, что действие частиц друг на друга зависит только от запаздывающих расстояний, т. е.

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x}_A(t) &= g_A(a_A(v)) = g_A\left(\frac{a}{1 + \frac{v}{V}}\right), \\ \ddot{x}_B(t) &= g_B(a_B(v)) = g_B\left(\frac{a}{1 - \frac{v}{V}}\right). \end{aligned}\right\}$$

Положив $v=0$, мы найдем, сравнивая с выражениями (30) и (31):

$$g_A(b) = -g_B(b) = g(b)$$

и

$$g(b) = 0 \text{ для } b = a_0.$$

Условие равновесия тогда сводится к

$$g\left(\frac{a}{1+\frac{v}{V}}\right) = g\left(\frac{a}{1-\frac{v}{V}}\right) = 0 \text{ для } a = a(v); \tag{40}$$

разлагая по степеням отношения $\frac{v}{V}$, мы получим:

$$0 = g\left(\frac{a}{1+\frac{v}{V}}\right) = \left(\frac{dg}{da}\right)_{a=a_0}\left(\frac{a}{1+\frac{v}{V}} - a_0\right) + \\ + \text{члены высшего порядка.} \tag{41}$$

Согласно формуле (32) выражения (40) или (41) можно разделить на величину $\left(\frac{dg}{da}\right)_{a=a_0}$; тогда мы получим вместо выражения (40)

$$\left.\begin{aligned} 0 &= a - a_0 - a\frac{v}{V} + \text{ члены высших порядков,} \\ 0 &= a - a_0 + a\frac{v}{V} + \text{ члены высших порядков.} \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

Для случая $a \neq 0$ формула (42) не может быть удовлетворена.

Итак, **силы, зависящие только от запаздывающих расстояний, но не зависящие явно от скорости, не дают равновесной конфигурации в состоянии поступательного движения**, точнее, такие силы не дают такой равновесной конфигурации, которая непрерывно переходит в первоначальную равновесную конфигурацию, если скорость стремится к 0.

§ 25. Фактически силы типа (39) вообще не приводят к стабильным конфигурациям. Условие (32) гарантирует только статическую стабильность; из выражения (42) мы видим, что любое сообщающее частицам скорость возмущение разрушает равновесие.

Для того чтобы получить динамическую стабильность, мы должны предположить, что взаимодействие между частицами явно зависит от скорости. Итак, мы сохраним условие (49) и положим:

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x}_A(t) &= g_A(a_A(v), v), \\ \ddot{x}_B(t) &= g_B(a_B(v), v). \end{aligned}\right\} \tag{43}$$

Из формул (37) и (38) мы видим, что

$$a_B(v) = a_A(-v) = \alpha(v),$$

так что по аналогии с формулой (30) мы можем постулировать

$$g_B(\alpha(v), v) = -g_A(\alpha(-v), v). \tag{44}$$

Кроме того, из соображений симметрии мы можем постулировать, что при изменении направлений скоростей обеих частиц на обратные мы изменяем также направление ускорения каждой частицы, вызванное другой частицей, на обратное. Итак:

$$\left.\begin{aligned} g_A(\alpha(v), v) &= -g_A(\alpha(-v), -v), \\ g_B(\alpha(v), v) &= -g_B(\alpha(-v), -v). \end{aligned}\right\} \tag{45}$$

Из соотношений (44) и (45) мы получим:

$$g_B(\alpha(v), v) = -g_A(\alpha(-v), v) = g_A(\alpha(v), -v). \tag{46}$$

Таким образом, условие равновесия можно записать в виде

$$\left.\begin{aligned} g_B(\alpha(v), v) = g_A(\alpha(v), -v) = 0, \\ g_A(\alpha(v), v) = g_A(\alpha(-v), v) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{47}$$

Разлагая выражения в формулах (47) в степенной ряд около точки $a_0$, мы получим:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{\partial g_A}{\partial a}\right)_{0,0}(\alpha(v) - a_0) - v\left(\frac{\partial g_A}{\partial v}\right)_{00} + \text{члены высших порядков} = 0, \\ \left(\frac{\partial g_A}{\partial a}\right)_{0,0}(\alpha(-v) - a_0) + v\left(\frac{\partial g_A}{\partial v}\right)_{00} + \text{члены высших порядков} = 0, \end{aligned}\right\} \tag{48}$$

где

$$\left(\frac{\partial g_A}{\partial a}\right)_{00} = \left(\frac{\partial g_A(a, v)}{\partial a}\right)_{a=a_0,\ v=0} \quad \text{и т. д.}$$

Разделив выражения (48) на величину $\left(\frac{\partial g_A}{\partial a}\right)_{00}$ и складывая их, мы получим:

$$\left.\begin{aligned} \alpha(v) + \alpha(-v) - 2a_0 + \text{члены высшего порядка} = 0, \\ \alpha(v) + \alpha(-v) = \frac{2\alpha(v)}{1 - \frac{v^2}{V^2}} = 2\alpha(v) + \text{члены высшего порядка}. \end{aligned}\right\} \tag{49}$$

Тогда выражение (49) сведется к следующему:

$$\delta a = a(v) - a_0 = \text{члены высшего порядка}. \tag{50}$$

Итак, наибольшее изменение равновесного расстояния $\delta a$ имеет порядок

$$\delta a \sim a_0 \frac{v^2}{V^2}.$$

Если бы мы в разложение по степеням $v$ включили члены второго порядка, то мы бы получили:

$$\delta a = c_2 a_0 \left(\frac{v}{V}\right)^2 + \text{члены третьего и высших порядков}, \tag{51}$$

где величина $c_2$ зависит от второй производной функции $g$. Предложение Лоренца в связи с экспериментами Майкельсона — Морлея равнозначно тому, что

$$c_2 = -\frac{1}{2}. \tag{52}$$

Выше мы рассматривали продольное движение системы двух частиц. Аналогичное рассмотрение может быть проведено также и для поперечного движения или движения в любом направлении, отличающемся от направления $AB$. Кроме того, рассмотрение может быть обобщено на системы, состоящие больше чем из двух частиц. В такого рода более общих рассмотрениях необходимо еще больше ограничить возможные типы сил. Однако ясно, что результат этих рассмотрений будет таков, что система, ускоренная до скорости $v$, должна испытывать деформацию порядка $\left(\frac{v}{V}\right)^2$ или, в исключительных случаях, меньшую деформацию.

§ 26. Итак, проведенное выше рассмотрение может быть проведено и для сложных систем, состоящих из большого числа частиц. Общее рассмотрение приводит к заключению, что если мы рассматриваем вещество, построенное из атомов, находящихся во взаимном динамическом равновесии, то ускорение необходимо приводит к деформациям. Можно ожидать, по крайней мере качественно, что эти деформации будут типа деформаций Лоренца — Фицджеральда.

Рассмотрим с этой точки зрения опыт Майкельсона — Морлея и предположим, что для внутриатомных сил

$$V = c.$$

Тогда следует ожидать смещения полос порядка

$$df = a\left(c_2 - \frac{1}{2}\right)\left(\frac{v}{c}\right)^2$$

при повороте на 90°, а не смещения

$$df_0 = -\frac{a}{2}\left(\frac{v}{V}\right)^2,$$

которое ожидал Майкельсон. Хотя ничего нельзя сказать a priori о численном значении величины $c_2$, возможность $c_2 = 0$ исключена динамическим рассмотрением, проведенным выше. Итак, Майкельсон не ожидал бы найти смещение полос $df_0$, если бы он в свое время принял во внимание строение вещества. Однако исторически это было невозможно, так как во времена Майкельсона об атомной структуре вещества было известно отнюдь не то, что мы знаем в настоящее время. Однако, принимая современный взгляд на строение вещества, мы можем с уверенностью рассматривать экспериментальный результат

$$df = 0$$

как указание, что силы, связывающие атомы, таковы, что

$$V = c \quad \text{и} \quad c_2 = \frac{1}{2}.$$

Рассматривая опыт Майкельсона под этим углом зрения, мы можем сказать, что фактически это опыт по определению константы $c_2$, т. е. эксперимент, исследующий природу внутриатомных сил.

## V. ПОВЕДЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, КОТОРАЯ УДЕРЖИВАЕТСЯ В СВЯЗАННОМ СОСТОЯНИИ КОВАРИАНТНЫМИ СИЛАМИ ЛОРЕНЦА

§ 27. Ковариантные силы. Мы видели, что в случае сил, действие которых распространяется со скоростью света, следует ожидать деформаций порядка $\frac{v^2}{c^2}$; эти деформации, однако, не тождественны деформациям Лоренца для всех типов сил. Так что для того, чтобы получить деформации Лоренца, мы должны провести дальнейшее ограничение типа сил. Это можно сделать, полагая, что силы ковариантны по отношению к преобразованиям Лоренца.

Итак, мы предполагаем, что функции $\mathbf{f}_k$ имеют такие свойства, что уравнения движения ковариантны. Это предположение может рассматриваться как ограничение математической формы уравнений движения.

Мы рассмотрим две механические системы (которые обе наблюдаются из системы отсчета $K_0$). Первая система $S$ в момент времени $t$ имеет конфигурацию (равновесную или нет), которая задается координатными векторами составляющих ее частиц

$$S: \mathbf{r}_k(t), \quad k = 1, 2, \ldots, N.$$

Вторая система $S'$ в тот же момент времени задается векторами

$$S' : \mathbf{r}'_k(t), \quad k = 1, 2, \ldots, N.$$

Мы можем построить вторую систему из первой с помощью следующей формулы преобразования:

$$\left.\begin{aligned} &(r'_k(t))_x = \frac{(r_k(t_k))_x - vt_k}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad (r'_k(t))_{y,z} = (r_k(t_k))_{y,z}, \\ &t = \frac{t_k - \frac{v}{c^2}(r_k(t_k))_x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}; \end{aligned}\right\} \tag{53}$$

в приведенных выше формулах индексы $x$, $y$ и $z$ обозначают соответствующие компоненты векторов.

Новая система задается в параметрическом представлении; $t_k$, $k = 1, 2, \ldots, N$ есть независимые параметры.

Потребуем теперь следующее: если система $S$ подчиняется уравнениям движения (11) — (14), то и система $S'$, получаемая из системы $S$ с помощью преобразования (53), должна подчиняться тем же уравнениям движения. Отметим, что это требование может быть выполнено, если только

$$V = c.$$

Далее, требование ковариантности ограничивает возможный выбор функции $f_k$. До тех пор, пока мы рассматриваем электромагнитные взаимодействия, требование ковариантности выполнено автоматически, таким образом, мы требуем только, чтобы неэлектромагнитная часть сил обладала такими же свойствами ковариантности, какими обладают электромагнитные силы.

§ 28. **Равновесная конфигурация в случае ковариантных сил.** Для того чтобы решить уравнение (23), рассмотрим поступательно движущуюся систему, так что

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{r}_k(t) = \mathbf{r}_k^{(v)} + \mathbf{v}t, \\ &\dot{\mathbf{r}}_k(t) = v, \qquad \frac{d^2\mathbf{r}_k(t)}{\partial t^2} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{54}$$

Тогда

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{f}_k\left(\mathbf{r}_1^{(v)} + \mathbf{v}t_{1k}, \mathbf{r}_2^{(v)} + \mathbf{v}t_{2k}, \ldots; \mathbf{v}, \mathbf{v}, \ldots, \mathbf{v}\right) = 0, \\ &t_{lk} = \frac{|\mathbf{r}_l^{(v)} - \mathbf{r}_k^{(v)} + \mathbf{v}t|}{V}. \end{aligned}\right\} \tag{55}$$

Для получения решения уравнений (55) используем предположенное нами свойство ковариантности уравнений, преобразуя исходную конфигурацию (54) с помощью преобразования (53); мы получим новую конфигурацию

$$\mathbf{r}'_k(t) = \mathbf{r}_k^{(v)} \text{ не зависит от } t,$$

$$\dot{\mathbf{r}}'_k(t) = 0, \qquad \frac{d^2\mathbf{r}'_k(t)}{dt^2} = 0.$$

Тогда формула (55) получает вид

$$\mathbf{f}_k\left(\mathbf{r}_1'^{(v)}, \mathbf{r}_2'^{(v)}, \ldots, 0, 0, \ldots, 0\right) = 0, \quad k = 1, 2, \ldots, N. \tag{56}$$

Решением уравнения (56) является, однако, равновесная конфигурация в состоянии покоя. Таким образом, мы имеем:

$$\mathbf{r}_k'^{(v)} = \mathbf{r}_k^{(0)}.$$

Проводя обратное преобразование к исходной конфигурации, мы получим для $X$-компоненты:

$$(\mathbf{r}_k^{(v)} + \mathbf{v}t)_x = \frac{(\mathbf{r}_k^{(0)})_x + \mathbf{v}t_k}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$t = \frac{t_k + \frac{v}{c^2}(\mathbf{r}_k^{(0)})_k}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};$$

исключая параметр $t_k$, мы получим:

$$(\mathbf{r}_k^{(v)})_x = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,(\mathbf{r}_k^{(0)})\,x$$

и аналогично

$$(\mathbf{r}_k^{(v)})_{y,\,z} = (\mathbf{r}_k^{(0)})_{y,\,z}.$$

Таким образом, в равновесной конфигурации, двигающейся со скоростью $\mathbf{v}$, длины, параллельные скорости $\mathbf{v}$, сокращаются в отношении $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Итак, ускоряя систему $S$ параллельно оси $X$, мы возмущаем ее внутреннее равновесие, и при движении с постоянной скоростью $\mathbf{v}$ система обладает новой равновесной конфигурацией, в которой все размеры, параллельные оси $X$, сжаты в отношении $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

Мы должны подчеркнуть, что приведенных выше аргументов не достаточно для того, чтобы показать, что подвергавшаяся ускорению система необходимо перейдет в лоренц-сокращенное состояние. Ускорение может деформировать систему навсегда, оно может заставить систему вращаться вокруг оси и т. д. Все, что нам удалось показать, состоит в следующем: если система достаточно осторожно ускоряется внешними силами и эти силы таковы, что они могут сообщать системе только поступательное движение и не могут вращать ее, то тогда после ускорения система приобретает равновесную конфигурацию; последняя является конфигурацией с сокращенными длинами.

§ 29. Медленно вращающаяся система. Рассмотрим механическую систему, которая вращается вокруг оси, проходящей через начало координат. Обозначим угловую скорость $\omega$, введем единичный вектор $\alpha$ в направлении оси вращения и единичный вектор $\beta(\varphi)$, перпендикулярный к вектору $\alpha$; $\varphi$ — есть азимутальный угол относительно оси. Координатный вектор атома $k$ в нашей системе будет тогда представляться выражением

$$\mathbf{r}_k^{(\omega)}(t) = a_k\alpha + \beta_k(t), \qquad a_k,\ b_k,\ \varphi_k \text{ — константы.}$$
$$\beta_k(t) = \beta(\omega t + \varphi_k),$$

Из простых геометрических соображений мы имеем:

$$\frac{d\beta_k(t)}{dt} = \omega(\alpha \times \beta_k(t)),$$

$$\frac{d^2\beta_k(t)}{dt^2} = \omega^2\,\beta_k(t).$$

Итак, уравнения равновесия во вращающейся системе можно записать в виде

$$f_k(a_1\alpha + b_1\beta_1(t_{1k}),\ a_2\alpha + b_2\beta(t_{2k}), \ldots, \omega b_1(\alpha \times \beta_1(t_{1k}))\ldots)) = \omega^2 b_k \beta_k(t). \quad (57)$$

Запаздывающие времена даются выражением

$$t_{lk} - t = \frac{|(a_l - a_k)\alpha + b_l\beta_l(t_{lk}) - b_k\beta_k(t)|}{V}.$$

Приведенное выше уравнение имеет решение:

$$t_{lk} = t + \tau_{lk}, \quad (58)$$

$\tau_{lk}$ — постоянная во времени.

В самом деле, подставим это выражение в уравнение (57). Вектор в правой стороне выражения (57) тогда будет равномерно вращаться вокруг оси системы; абсолютное значение его будет постоянным. Численные значения величин $\tau_{lk}$ могут быть выписаны в явном виде, но нам они в дальнейшем не понадобятся.

Поскольку величины $\tau_{lk}$ являются константами, все векторы функций $\mathfrak{f}_k$ *равномерно вращаются вокруг оси с одной и той же угловой скоростью* $\omega$. Правая сторона выражения представляет также вращающийся вектор. Таким образом мы видим, что если решение удовлетворяет уравнению (57) в момент времени $t = 0$, то оно автоматически будет удовлетворять уравнению в любой более поздний момент времени. Итак, вращение вокруг оси с постоянной угловой скоростью в принципе совместно с уравнениями движения. Если исходить из покоящейся системы, то члены, пропорциональные угловой скорости $\omega$, можно рассматривать как малое возмущение. Тогда мы можем получить решения уравнений (57), следующим образом выраженные через решения для покоящейся системы:

$$r_k^{(\omega)} = r_k^{(0)} + \text{члены типа } (r_k\,\omega^2) + \text{члены типа } \left(\frac{r_k\omega}{c}\right)^2.$$

Первый поправочный член выражает деформацию, вносимую центробежными силами, второй — эффект запаздывания. В то время как первый член приводит к некоторому расширению цилиндра в радиальном направлении, второй член приводит к небольшому сжатию системы. Это сжатие возникает вследствие лоренцовского сокращения поверхности. Внешние слои стремятся сократиться, потому что они обладают некоторой линейной скоростью и, таким образом, давят на внутренние слои. В состоянии равновесия существует некоторое упругое напряжение: внутренние слои удерживают внешние слои несколько менее сокращенными — на множитель $1 : \sqrt{1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}}$.

Существуют ли в действительности описанные выше деформированные состояния свободно вращающейся системы, можно определить в зависимости от точного вида функций $\mathfrak{f}_k$. Из механики мы знаем, что такого рода вращение может иметь место только вокруг одной из трех возможных главных осей твердого тела, вокруг любой другой оси возникают более сложные формы движения (нутации и т. д.). В случае этих более сложных движений величины $\tau_{lk}$ не могут больше рассматриваться как постоянные, и поэтому система не может больше двигаться как идеальное твердое тело, различные части тела будут испытывать в процессе движения периодические деформации.

§ 30. **Комбинированные эффекты вращения и поступательного движения.** Если мы подставим координатные векторы $r_k^{(\omega)}(t)$ в преобразование Лоренца, то мы получим координаты новой равновесной конфигурации с координатными векторами $r_k^{(v,\,\omega)}(t)$. Если векторы $\alpha$ и $v$ параллельны оси $X$, то мы получим:

$$\left.\begin{aligned} \left(\mathbf{r}_k^{(v,\,\omega)}(t)\right)_x &= \frac{a_k + vt_k}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}},\\ t = \frac{t_k - \frac{va_k}{c^2}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad &\text{или} \quad t_k = t\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} + \frac{va_k}{c^2}. \end{aligned}\right\} \tag{59}$$

Исключая величину $t_k$, мы получим:

$$\left(r_k^{v,\,\omega)}(t) - r_l^{(v,\,\omega)}(t)\right)_x = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\left(r_k^{(0,\,\omega)}(t) - r_l^{(0,\,\omega)}(t)\right)_X.$$

Таким образом, во вращающейся и поступательно движущейся системе сокращение длин такое же, как и в невращающейся системе. Далее, для компонент, перпендикулярных скорости $v$, мы получим:

$$\left(r_k^{(v,\,\omega)}(t)\right)_\perp = b_k^{(v,\,\omega)}\,\beta_k(t_k) = b_k^{(0,\,\omega)}\beta_k\left(t\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} + \frac{va_k}{c^2}\right).$$

В частности, в момент времени $t=0$ мы имеем:

$$\left(r_k^{(v,\,\omega)}\right)_\perp = b_k^{(0,\,\omega)}\beta_k\left(\frac{va_k}{c^2}\right) = \left[b_k^{(0,\,\omega)}\beta\left(\frac{\omega va_k}{c^2}\right)\right].$$

Из определения вектора $\beta(\varphi)$ мы видим, что вращающаяся и поступательно двигающаяся система движется как твердое тело. Однако равновесная конфигурация в этом случае отличается от той, которая была в только вращающейся системе. Равновесную конфигурацию вращающейся и поступательно движущейся системы можно получить из равновесной конфигурации только вращающейся системы с помощью равномерного кручения системы вокруг оси вращения. Угол кручения $\varphi_{kl}$ между векторами $r_k$ и $r_l$ в системе, которая поступательно не движется, дается выражением

$$\varphi_{kl} = \frac{\omega}{c^2}\,v\,(r_k - r_l).$$

В проведенном выше рассмотрении мы брали вектор $v$ параллельным вектору $\alpha$, т. е. поступательное движение, параллельное оси вращения. Мы получили бы другую возможную механическую систему, если бы рассматривали случай, когда вектор $v$ не параллелен вектору $\alpha$. В последнем случае система не будет более жесткой, т. е. в системе, в которой направление поступательного движения не параллельно оси вращения,

$$\frac{d}{dt}\left|\, r_l^{(v,\,\omega)}(t) - r_k^{(v,\,\omega)}(t)\,\right| \neq 0.$$

В процессе вращения возникают некоторые виды осцилляций, которые обусловлены тем, что запаздывающие силы не могут постоянно находится в равновесии с центробежной силой. Полученное в результате кручение цилиндра соответствует четвертому типу деформаций, перечисленных в § 5.

С помощью приведенных выше соображений мы нашли равновесную конфигурацию частиц твердого тела, вращающегося вокруг оси, параллельной направлению поступательного движения. Мы нашли, что равновесная конфигурация изменяется как при изменении скорости, так и при изменении угловой скорости. Исходя из системы, имеющей равные нулю скорость и угловую скорость $\omega$, мы с помощью преобразований Лоренца приходим к системе, обладающей скоростью $v$ и угловой скоростью $\omega'$

$$\omega' = \omega\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \tag{60}$$

Из этого не обязательно следует, что вращающаяся система при ускорении изменяет свою угловую скорость от $\omega$ до $\omega'$. Из нашего исследования мы можем заключить только следующее: в процессе ускорения конфигурация вращающейся системы будет нарушена ускоряющей силой; это нарушение определяется способом ускорения, т. е. распределением сил, действующих на атомы системы, и зависимостью сил от времени; после окончания ускорения система под действием внутренних сил переходит в одну из возможных равновесных конфигураций, рассмотренных выше; в какую именно конфигурацию переходит система, т. е. какой именно будет величина угловой скорости $\omega'$, невозможно определить только из рассмотрения состояний равновесия — это динамическая проблема.

§ 31. Замедление вращения при ускорении, законы сохранения. Внутренние силы, действующие в системе, должны быть консервативными. Из опыта мы знаем, что движение замкнутой системы характеризуется следующими соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} &\sum_k m_k \mathbf{r}_k(t) = \mathbf{P} \text{ — константа во времени,} \\ &\sum_k m_k(\dot{\mathbf{r}}_k \times \mathbf{r}_k(t)) = \mathbf{I} \text{ — константа во времени.} \end{aligned}\right\} \tag{61}$$

Этим условиям должна удовлетворять полная система решений уравнений движения $r_k$. Можно немедленно убедиться в том, что приведенные выше соотношения несовместны с ковариантными уравнениями движения (26), если не предположить, что масса $m_k$ зависит от скорости. Если положить*)

$$m_k = \frac{m_{0k}}{\sqrt{1 - \frac{v_k^2(t)}{c^2}}}; \qquad m_{0k} = \text{const.}, \tag{62}$$

то соотношения (61) и (62) становятся совместными с ковариантными уравнениями движения (11) — (14) в следующем смысле. Предположим, что мы имеем систему $S$, координатные векторы которой $r_k$ удовлетворяют уравнениям движения (23) — (25) и соотношениям (61), (62). Построим с помощью преобразований Лоренца другую систему $S'$ с координатными векторами $\mathbf{r}'_k(t)$. Последняя система будет также удовлетворять как уравнениям движения (11) — (14), так и законам сохранения (61), (62). Однако остается открытым вопрос — для каждой ли начальной конфигурации

$$\mathbf{r}_k(0) = \mathbf{r}_k; \qquad \dot{\mathbf{r}}_k(0) = \mathbf{v}_k$$

существуют решения уравнений (11) — (14), удовлетворяющие законам сохранения (61), (62). Легко видеть, что если исключить некоторые частные случаи, то, вообще говоря, таких решений не существует; для запаздывающего действия в общем случае законы сохранения не выполняются. В самом деле, рассмотрим, например, движение частицы $k$. Когда в момент $t$ частица ускоряется под действием других частиц, она меняет свой импульс и полный момент количества движения. Так что, для того чтобы полный импульс и

*) Законы сохранения берутся из эксперимента, который, вообще говоря, не настолько точен, чтобы можно было в макроскопическом случае определить, зависит ли масса $m_k$ от скорости $v_k$ согласно формуле (62) или нет.

полный момент количества движения остались постоянными, изменение, которое произошло с частицей $k$, должно быть мгновенно скомпенсировано соответствующими изменениями для других частиц. Такая компенсация, если пренебречь некоторыми частными конфигурациями, может произойти только в результате действия частицы $k$ на другие частицы, т. е. компенсация может иметь место только с определенной задержкой.

Исключениями из этого общего правила являются, во-первых, покоящиеся или поступательно движущиеся системы, во-вторых, вращающиеся с постоянной скоростью системы, движущиеся поступательно со скоростью, параллельной оси вращения. Имеются и другие частные виды движения с аналогичными свойствами.

§ 32. Выход из этих затруднений будет найден, если предположить, что при ускорении частица излучает; это излучение может переносить импульс и момент количества движения от одних частиц к другим. При таком рассмотрении взаимодействие между частицами переносится полями, распространяющимися со скоростью $c$. Законы сохранения должны быть записаны в виде

$$\frac{d}{dt}\left(\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k(t) + \mathbf{P}_F(t)\right) = 0,$$

$$\frac{d}{dt}\left(\sum_k m_k (\dot{\mathbf{r}}_k(t) \times \mathbf{r}_k(t)) + \mathbf{I}_F(t)\right) = 0,$$

где

$$\mathbf{P}_F(t) = \int \mathbf{P}_F(r, t)\, dr,$$

$$\mathbf{I}_F(t) = \int \mathbf{i}_F(r, t)\, dr$$

— импульс и момент количества движения поля, окружающего атомы. Поля могут излучаться только ускоренными частицами, поэтому если система находится в равновесии или движется с равномерной скоростью, то она не излучает. Любое излучение, которое могло быть излучено в прошлом, быстро возвращается, поэтому мы можем предположить, что система в стационарном состоянии не должна содержать излучения.

Свободно вращающееся вокруг оси тело не вполне свободно от ускорения. Поэтому можно ожидать, что такая система непрерывно излучает и поэтому постепенно замедляется. Этот эффект, если он существует, обязательно очень мал.

При малых ускорениях эффекты излучения очень малы, и мы будем опускать их в дальнейшем. Таким образом, мы предположим, что законы сохранения совместны с уравнениями движения.

§ 33. Перенос момента количества движения. Сравним систему $S$ с системой $S'$ (координатные векторы $\mathbf{r}_k^{(0,\,\omega)}$ и $\mathbf{r}_k^{(v,\,\omega)}$, см. формулу (59)); мы видим, что обе системы имеют один и тот же момент количества движения вокруг оси вращения (последняя параллельна скорости $\mathbf{v}$). Тогда, если мы ускоряем систему $S'$ параллельно оси $X$, сообщая ей дополнительный импульс, но не момент количества движения, то в конечном состоянии угловая скорость будет $\omega' = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,\omega$.

Физическое содержание этого способа ускорения может быть обрисовано следующим образом. Представим себе механическую систему из $N = N_1 + N_2$ атомов. $N_1$ атомов образуют одну систему, $N_2$ — другую, расстояние между системами достаточно велико, для того чтобы исключить взаимодействия между двумя группами атомов. В каждой группе образуется равновесная конфигурация, скажем, $S_1$ и $S_2$, они имеют импульсы и моменты количества движения $P_1$, $P_2$ и $I_1$, $I_2$; до тех пор, пока нет взаимодействия между системами, эти величины остаются постоянными. Предположим теперь, что это суть следующие системы: $S_1$ есть цилиндр, вращающийся вокруг оси $X$ с угловой скоростью $\omega$, но не движущийся поступательно, $S_2$ есть система, движущаяся вдоль оси $X$ со скоростью $\mathbf{v}$ по направлению к системе $S_1$, но не вращающаяся. Системы $S_1$ и $S_2$ в конце концов сталкиваются и, если столкновение упругое, то после столкновения система $S_1$ будет двигаться со скоростью $\mathbf{v}$. Столкновение может рассматриваться с помощью уравнений движения системы $N$ частиц. Частицы из систем $N_1$ и $N_2$ сближаются на короткое время достаточно близко, для того чтобы между ними имело место взаимодействие. В результате взаимодействия частицы снова разделяются. Если система $S_2$ не начинает вращаться во время столкновения, то момент количества движения системы $S_1$ не изменяется. Итак, после столкновения система $S_1$ движется со скоростью $\mathbf{v}$ и угловой скоростью $\omega' = \omega\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

Выше мы рассмотрели только пример. В общем случае мы можем сказать: если в начале система $S_1$ вращалась с угловой скоростью $\omega$, но не двигалась поступательно, то, будучи ускоренной до скорости $\mathbf{v}$ в процессе взаимодействия с системой $S_2$, система $S_1$ замедляет свое вращение в отношении $\omega' = \omega\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, если только взаимодействие таково, что система $S_2$ не начинает вращаться после ускорения.

Чтобы сделать эти общие соображения внушающими больше доверия, рассмотрим частный случай вращающейся электрически заряженной системы, находящейся в электрическом поле, параллельном оси вращения. Таким образом, система $S_1$ есть вращающийся заряженный цилиндр, а система $S_2$ — пара обкладок конденсатора (рис. 3). Заряжая конденсатор, мы включаем взаимодействие между системами $S_1$ и $S_2$. Симметрия устройства гарантирует, что реакция вращающегося тела на конденсатор не переносит момента количества движения. Однако если бы даже, несмотря на симметрию, мы обнаружили, что вращающийся цилиндр, действуя на конденсатор, старается повернуть его, то мы всегда можем так изменить аппаратуру, чтобы компенсировать эту тенденцию. Мы примем как экспериментальный факт, что массы частиц могут быть записаны в виде

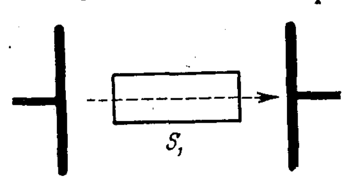


Рис. 3. Устройство для ускорения вращающегося электрически заряженного цилиндра.

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}; \qquad m_l = \frac{m_0}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}},$$

так что

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}_t}{m_t} + \frac{\mathbf{F}_l}{m_l},$$

где $\mathbf{F}_t$ и $\mathbf{F}_l$ — перпендикулярная и параллельная направлению скорости компоненты сил.

Предположим теперь, что цилиндр ускоряется с помощью сил, направленных по оси $X$ и действующих на каждый заряженный атом цилиндра отдельно. Система движется в направлении оси $X$ со скоростью $\mathbf{v}(t)$, параллельной оси $X$. Вследствие вращения каждая частица имеет поперечную компоненту скорости. Рассмотрим атом со скоростью $\mathbf{w}(t)$, перпендикулярной оси. Тогда полная скорость этой частицы есть

$$\mathbf{V} = \mathbf{v}(t) + \mathbf{w}(t).$$

На систему действуют продольная и поперечная компоненты сил, так что

$$\mathbf{F}_l = \frac{\mathbf{v}(t)}{V(t)}\mathbf{F},$$

$$\mathbf{F}_t = \frac{\mathbf{w}(t)}{V(t)}\mathbf{F}.$$

Ускорение в направлении $w$ будет:

$$\frac{dw(t)}{dt} = \frac{w(t)}{V(t)}\cdot\frac{F_l}{m_l} - \frac{v(t)}{V(t)}\cdot\frac{F_t}{m_t} = \frac{F}{m_0}\frac{v(t)\,w(t)}{V(t)^2}\left[\left(1-\frac{V^2}{c^2}\right)^{3/2} - \left(1-\frac{V}{c^2}\right)^{1/2}\right];$$

пренебрегая членом порядка $\frac{V^4}{c^4}$, мы получим:

$$\frac{1}{w(t)}\frac{dw(t)}{dt} \approx -\frac{1}{2}\frac{Fv(t)}{m_0}.$$

Интегрируя по переменной $t$ от 0 до $T$ и пренебрегая относительно малыми членами, мы получим:

$$\int_0^T \frac{F}{m_0} v(t)\,dt = \frac{1}{2} v(T)^2$$

и, следовательно,

$$\frac{w(T) - w(0)}{w(0)} = -\frac{1}{2}\frac{v(T)^2}{c^2}.$$

Если подставить $w(t) = r\omega(t)$ в последнее выражение, то оно может быть записано также в виде

$$\omega(T) = \omega(0) - \frac{1}{2}\omega(0)\cdot\frac{v^2(T)}{c^2} \approx \omega(0)\sqrt{1-\frac{v^2(T)}{c^2}}.$$

Точное рассмотрение, основывающееся на общих принципах, мы провели в предыдущем разделе. Выведенный выше ряд является только простым примером, показывающим, как замедляется вращение в частном случае.

§ 34. Приведенные выше соображения легко использовать для объяснения перпендикулярного эффекта Допплера. Рассмотрим, например, ион $He^+$, т. е. $\alpha$-частицу с одним электроном, движущимся вокруг нее. Предположим, что электрическое поле действует на ион и напряженность поля перпендикулярно орбите электрона. Ион испытывает ускорение, ускоряющая сила имеет (согласно приведенным выше соображениям) компоненту, которая стремится замедлить движение электрона. Из проведенных выше расчетов можно показать, что уменьшение частоты электрона есть

$$\Delta\omega = \frac{1}{2}\omega\frac{m_l - m_t}{m_0}\frac{V^2}{c^2}; \tag{63}$$

если взять для величин $m_l$ и $m_t$ значения по формулам Лоренца, то мы получим, что уменьшение вращательной частоты электрона находится в согласии с поперечным эффектом Допплера.

Отметим, однако (и насколько нам известно, это никогда не указывалось раньше), что если мы возьмем для $m_l$ и $m_t$ величины, предложенные Абрагамом, то мы еще получим эффект уменьшения частот

$$\Delta\omega_{AB} = 0{,}8\,\Delta\omega.$$

Таким образом, мы можем заключить, что перпендикулярный эффект Допплера есть следствие изменения массы электрона с изменением скорости. Численное значение величины эффекта зависит от закона изменения массы со скоростью; наблюдаемая величина больше говорит в пользу формулы Лоренца, чем формулы Абрагама.

Таким образом, перпендикулярный эффект Допплера мог быть предсказан до теории относительности на основании классической теории как следствие различия между массами $m_l$ и $m_t$ быстрого электрона.

§ 35. Изменение состояния поступательного движения как физическое изменение. Из предыдущего рассмотрения мы видим, что под действием ускорения система переходит в новое физическое состояние; изменения вызваны главным образом эффектами запаздывания. В этом новом состоянии внутренние силы (если положить их свободными) будут непрерывно деформировать систему до тех пор, пока не будет достигнута новая равновесная конфигурация. Эта новая конфигурация есть старая равновесная конфигурация, подвергнутая преобразованиям Лоренца.

Это изменение состояния, вызванное ускорением, может быть сравнимо с изменением состояния при изменении температуры. Мы рассмотрим эту аналогию более детально.

Если нагревать стержень, он расширяется. Это расширение происходит следующим образом. При начальной температуре $T_1$ внутренние силы в стержне находятся в равновесии с тепловым движением; в этом состоянии длина стержня, скажем, равна $a_1$. При применении внешних сил стержень может быть растянут или сжат, но при этом изменении внешней формы внутреннее равновесие нарушается и возникают натяжения, которые стремятся восстановить старое равновесное состояние.

Если мы изменяем температуру стержня на величину $\Delta T$, но с помощью внешних сил препятствуем расширению стержня до длины $a_2$, то изменение температуры нарушает внутреннее равновесие в стержне и возникают внутренние напряжения. Если мы затем освободим стержень, выключая внешние силы, то эти напряжения установят новую равновесную конфигурацию, при которой длина стержня становится равной $a_2$, и как только установится новая конфигурация, мы снова будем иметь состояние равновесия, и внутренние натяжения исчезнут.

Внутренние силы в стержне, температура которого повысилась до температуры $T_2$, но длину которого внешние силы удерживают равной $a_1$, будут точно такими же, как в том случае, когда первоначально находившийся в равновесии стержень при температуре $T_2$ был сжат внешними силами до длины $a_1$. Если мы затем освободим стержень от действия внешних сил, то способ достижения равновесной конфигурации не будет зависеть от предыдущей истории деформации. Таким образом, процесс релаксации полностью определяется механическими свойствами стержня, и одна и та же релаксация будет иметь место в следующих трех случаях:

1) мы растянем стержень длины $a_2$ при температуре $T_2$ с помощью внешних сил до длины $a_1$ и затем мгновенно выключим эти силы;

2) мы охладим стержень длины $a_1$ от температуры $T_1$ до температуры $T_2$, препятствуя сокращении стержня до длины $a_2$ с помощью внешних сил, а затем мгновенно выключим эти силы;

3) мы будем ускорять стержень длины $a_1$ до скорости $v$ (так, чтобы $\frac{a_2}{a_1} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) и с помощью внешних сил будем препятствовать лоренцовскому сокращению, а затем мгновенно выключим эти силы.

Во всех этих трех случаях результат один и тот же: сжатие стержня от длины $a_1$ до длины $a_2$. Пример 1), очевидно, показывает, что способ и время релаксации зависят от механических свойств стержня. В случае 2) изменение температуры просто ответственно за изменение внутреннего состояния стержня, которое в конце концов приведет к изменению размеров стержня и в полной аналогии с этим ускорение стержня приводит к такому же изменению внутреннего состояния стержня, которое также ведет к изменению размеров стержня.

Особенно интересно рассмотреть внезапное изменение состояния. Предположим, что время релаксации стержня есть $t_R$; оно определяется упругими свойствами стержня. Если мы будем нагревать стержень от температуры $T_1$ до температуры $T_2$ в течение интервала времени

$$\delta t \ll t_R,$$

то даже без действия внешних сил за время $\delta t$ деформация не может произойти просто вследствие инерции стержня. В этом случае стержень, после того как он приобрел температуру, будет постепенно релаксироваться и, наконец, перейдет в равновесное состояние. Этот случай встречается на практике: во время взрыва вещество мгновенно (с помощью химических средств) приобретает высокую температуру, но его расширение происходит уже после этого.

По аналогии с этим термическим процессом мы можем утверждать, что если стержень равномерно ускоряется за время $\delta t$ до скорости $v$, то он не успеет перейти в лоренцовски сокращенное состояние за этот короткий промежуток времени и будет сокращаться уже после этого и перейдет в сокращенное состояние через время $t \sim t_R$, которое зависит только от материальной структуры стержня.

Если, с другой стороны, мы будем нагревать стержень постепенно, так что температура его будет некоторой функцией времени $T(t)$ такой, что

$$T(t_1) = T_1, \quad T(t_2) = T_2, \tag{64}$$

то мы будем иметь приближенное соотношение

$$a(t) \approx \bar{a}(T(t)), \quad t_1 \leqslant t \leqslant t_2, \tag{65}$$

где

$a(t)$ — фактическая длина стержня в момент $t$, $\bar{a}(T)$ — равновесная длина стержня при температуре $T$.

Соотношение (65) выполняется тем лучше, чем медленнее идет нагревание, хотя всегда должно быть некоторое отставание в достижении равновесного состояния.

Такие же соображения можно применить и в случае медленно ускоряемой системы. Рассмотрим ускорение стержня силой, равномерно распределенной по его объему *). Скорость, приобретенная к времени $t$, тогда будет $v(t)$, и равновесная длина стержня в это время будет

$$a(v(t)) = a\sqrt{1 - \left(\frac{v(t)}{c}\right)^2}.$$

Фактическая длина стержня в момент времени $t$ будет удовлетворять этому соотношению тем лучше, чем меньше величина ускорения.

---

*) Однородно распределенная ускоряющая сила является аналогией однородно нагреваемого стержня. Мы могли бы ускорить стержень, прилагая силу только к одной его точке. Однако в этом случае мы бы имели дело с дальнейшими усложнениями, потому что действие этой силы должно еще распространиться по всему стержню. Действие силы в одной точке аналогично нагреванию стержня в одной точке. В последнем случае для установления равновесия необходимо как распределение тепла по всему телу, так и механическое приспособление различных частей тела к конечной температуре.

Аналогично, если мы будем ускорять цилиндр, вращающийся вокруг оси, то мы найдем, что цилиндр постепенно сокращается в направлении движения и скручивается вокруг оси вращения. Если величина ускорения достаточно мала, то лоренцовски сокращенное состояние будет хорошим приближением для описания состояния цилиндра в любой момент времени.

§ 36. Рассмотрим реальный пример. Скорость звука в стали порядка $5 \cdot 10^5$ *см/сек*, так что время релаксации в стержне длиной в $a = 1$ *м* будет порядка

$$t_R = \frac{100}{5 \cdot 10^5} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек.}$$

Ускорение Земли в гравитационном поле Солнца порядка

$$A = \frac{v^2}{R} \sim 0{,}6 \text{ см/сек}^2 \; (v = 3 \cdot 10^6 \text{ см/сек}; \; R = 1{,}5 \cdot 10^{13} \text{ см}).$$

Изменение длины стержня при ускорении от скорости $-v$ до скорости $+v$ будет тогда

$$-\frac{2avAt_R}{c^2} = 4 \cdot 10^{-17} \text{ см.}$$

Именно на эту величину должно было сократиться плечо интерферометра Майкельсона, изготовленное из стали, по сравнению с другим плечом в течение четверти года. Мы ожидаем этого сокращения вследствие конечности времени релаксации в стальном стержне. Эффект на много порядков меньше возможной точности измерений.

Указанный выше эффект, хотя он ненаблюдаем из-за своей малости, указывает на то, что полосы в жестком интерферометре Майкельсона несколько смещаются в течение года. Несколько больший периодический эффект может быть вызван вращением Земли вокруг своей оси.

Для того чтобы избежать недоразумений, мы подчеркнем, что указанные выше эффекты не являются «новыми эффектами», зависящими от нашей интерпретации теории относительности; они могут быть выведены с помощью обычной релятивистской механики. В частности, мы должны подчеркнуть, что указанные выше эффекты не могут быть использованы для определения абсолютной скорости в смысле ограничения теории относительности. Мы можем утверждать только следующее: если интерферометр отрегулирован в определенное время года, то эта регулировка будет частично нарушена в течение следующих шести месяцев вследствие ускоренного движения Земли. Фактически рассмотренный здесь эффект тесно связан с хорошо известным «парадоксом часов».

## VI. ВЫВОДЫ

§ 37. Динамические соображения, приведенные в предыдущих разделах, позволяют нам объяснить наблюдаемые релятивистские эффекты.

Опыт Майкельсона — Морлея и все аналогичные опыты могут быть объяснены изменением при ускорении состояния равновесия атомов, из которых состоит вещество аппаратуры.

Уменьшение атомных частот в перпендикулярном эффекте Допплера может быть понято точно так же, как замедление вращения цилиндра, вызванное внутренними атомными силами.

Изменение массы электрона и протона со скоростью необходимо следует из постулата ковариантности внутренних сил и дефекта массы, если мы рассматриваем классическую картину электрона.

Эти результаты основываются на существенном предположении, что внутриатомные силы и силы, действующие между атомами, имеют главным образом электромагнитную природу; неэлектромагнитные силы, которые существуют в дополнение к ним, должны иметь такие же ковариантные свойства, как и электромагнитные силы, в частности, действие их должно распространяться со скоростью света.

Эти предположения аналогичны предположениям специальной теории относительности, но они не идут так далеко: кроме того, наша формулировка предположений гораздо более тесно связана с физическими фактами, чем постулаты специальной теории относительности. Можно дать следующее сравнение указанных двух точек зрения:

1) В теории относительности рассматривается вопрос: как будет выглядеть данная система при наблюдении из другой системы отсчета.

С нашей точки зрения гораздо более важным является исследование того, что происходит в физической системе, когда она ускоряется и, следовательно, изменяет состояние своего поступательного движения.

То, что фактические экспериментальные результаты всегда имеют дело с эффектами ускорения физических систем, было обсуждено в § 3.

2) В теории относительности постулируется, что все законы природы ковариантны по отношению к преобразованиям Лоренца.

Мы нашли, что достаточно допустить, что уравнения Максвелла — Лоренца имеют ковариантную форму. Кроме того, так как чисто электромагнитных сил недостаточно для того, чтобы удерживать вещество в устойчивом состоянии, мы постулировали, что атомные силы, которые вместе с электромагнитными силами удерживают вещество в устойчивом состоянии, должны подчиняться законам, которые имеют ковариантную форму.

Нет необходимости обобщать этот постулат на все существующие типы сил, потому что мы имеем очень мало сведений о скорости распространения и ковариантных свойствах сил, отличающихся от тех, которые удерживают вещество в связанном состоянии (например, нет реальных экспериментальных доказательств скорости распространения гравитационных сил).

Кроме того, хотя и вероятно, что ядерные силы ковариантны, но на основе имеющихся экспериментальных данных это еще точно не доказано.

Часто предполагается, что имеются «убедительные отрицательные доказательства», что все законы природы ковариантны по отношению к преобразованиям Лоренца. Эти доказательства кажутся менее убедительными, если учесть, что во всех наблюдениях исследовалось влияние поступательного движения на вещество; тогда, анализируя все экспериментальные доказательства ковариантности законов природы, мы приходим обратно к тому же выводу — о ковариантной природе сил, удерживающих вещество в связанном состоянии. Более того, эта ковариантность нужна только вблизи равновесных конфигураций — практически нет доказательств, как ведет себя вещество вдали от состояний равновесия.

3) Предполагается, что точка зрения теории относительности более удовлетворительна, чем точка зрения Лоренца, потому что она выводит все из одного общего принципа. С этим утверждением я не могу согласиться по следующим причинам.

Теория относительности утверждает: «Все законы природы таковы, что они имеют одну и ту же форму при наблюдении из разных лоренцовских систем отсчета». По моему мнению, надо предположить лишь следующее: «Силы, которые удерживают вещество в связанном состоянии, подчиняются законам, которые для стационарных или почти стационарных систем могут быть сформулированы лоренц-инвариантным способом».

Первое утверждение гораздо более общее, чем второе, поскольку первое утверждение касается многих неисследованных вопросов, которые, однако, могут быть исследованы через некоторое время в будущем, например, скорость распространения гравитации, нестационарные процессы.

Первое утверждение, несмотря на то, что оно гораздо более широкое, чем второе, не дает нам никакой информации о поведении систем при ускорении.

Согласно Эйнштейну для рассмотрения систем, движущихся с ускорением, необходимо ввести общую теорию относительности. Тогда ускорения могут рассматриваться через кажущиеся гравитационные поля; последняя методика кажется мне довольно искусственной, если учесть, что ускоренное движение стержня или вращающегося цилиндра может быть рассмотрено непосредственно, без ссылки на гравитационное поле, если мы с помощью используемого нами метода изменим гипотезы ковариантности специальной теории относительности.

4) Остается вопрос о выделенной системе отсчета $K_0$. Одним из наибольших успехов теории относительности считается устранение необходимости такой системы. Это обосновывается тем, что такая система не может быть выделена «на общем основании», и поэтому предположение о ее существовании неудовлетворительно. Эти аргументы не кажутся убедительными. «Общее основание», из которого делается вывод о том, что такая система не может быть выделена, есть утверждение теории относительности о законах природы, которое мы приводили в пункте 3. Так как экспериментальная проверка этого утверждения довольно ограничена, мы должны быть более осторожными. Вообще опасно делать широкие утверждения о том, что может быть и чего не может быть открыто в будущем.

§ 38. Замечания к концепции выделенной системы отсчета. Во всем проведенном выше рассмотрении мы пользовались одной системой отсчета, но мы не обсудили, что подразумевается под такой системой.

Когда мы пользуемся понятием системы $K_0$, мы вовсе не требуем, чтобы это была всеохватывающая «абсолютная система», которую связывали с эфиром. Когда мы вводим систему $K_0$, мы рассматриваем систему, которая играет выделенную роль в окрестностях солнечной системы (или нашей галактики); но во всяком случае эта система тесно связана с движением и распределением вещества в нашем окружении.

Отметим, что мы можем постулировать (как определение), что инерциальная система, в которой центр тяжести солнечной системы покоится, есть система $K_0$. Мы могли бы выбрать также любую другую инерциальную систему, которая перемещается по отношению к этой системе. Ни одно из этих утверждений не находится в противоречии с экспериментальными данными, известными в настоящее время. Трудность, которую так много подчеркивали, состоит в неоднозначности такого выбора: наши современные знания не позволяют однозначно выбрать одну из возможных инерциальных систем. Но то, что мы сегодня не знаем различия между возможными инерциальными системами, не означает, что такого различия не существует в действительности. Возможно, что нам удастся выяснить различие между ними, если оно действительно существует, через некоторое время, и не следует с самого начала совершенно исключать эту возможность.

Мы, в самом деле, не можем выделить абсолютное движение Земли (т. е. движение по отношению к системе $K_0$) с помощью интерферометра Майкельсона или приборов аналогичного типа. Добавим к этому, что имеются веские причины для утверждения, что даже если система отсчета $K_0$ существует, интерферометр Майкельсона является неподходящим инструментом для выделения движения относительно ее. Неудачи выделения системы с помощью интерферометра не должны нас полностью обескураживать; в самом деле, при наблюдении вселенной мы находим, что систему, связанную с неподвижными звездами, по-видимому, можно было бы выбрать в качестве выделенной системы (систему, в которой их среднее поступательное движение мало).

Звезды имеют, конечно, сложное собственное движение, и много труда уйдет на определение точной природы этого движения. Важно то, что окружающие нас звезды могут служить для очень четкого выделения системы $K_0$. Могут существовать некоторые разногласия по поводу точного определения этой системы, но совершенно ясно, что инерциальная система, движущаяся с постоянной скоростью, скажем 100 000 *км/сек*, по отношению к большинству звезд резко отличается от системы, выделенной этими звездами. Итак, нет сомнения в том, что с точностью до неопределенности в скорости $\Delta v$ (где $\Delta v \ll c$) частная инерциальная система выделяется наиболее выразительно с помощью звезд. Весьма возможно, что так выбранная система окажется каким-то образом физически выделенной.

§ 39. Мы приведем дальнейшие аргументы в пользу того, что можно предположить, что распределение неподвижных звезд (и вещества вокруг нас) выделяет физически одну систему отсчета из совокупности инерциальных систем.

До появления общей теории относительности недостатком специальной теории относительности считалась возможность появления абсолютных ускорений. Предполагалось, что инерциальные системы — это такие системы, которые движутся без ускорения. Эта неудовлетворительная черта была устранена общей теорией. Было указано, что в пустом пространстве в отсутствии вещества мы не можем выделить ни одной инерциальной системы. Инерциальные системы специальной теории относительности — это системы, которые движутся без ускорения по отношению к звездам. Мы выделяем ускоренное движение при появлении центробежных сил или вообще сил инерции. Последние возникают как реакция удаленных масс на ускоряемую систему *).

С помощью общей теории относительности удалось освободиться от метафизического понятия абсолютного ускорения, которое используется специальной теорией относительности.

По моему мнению, аналогичные соображения могут быть использованы при рассмотрении вопроса об абсолютном движении. Если постулировали, что существует абсолютно покоящаяся система $K_0$ безотносительно к существованию вещества, то этот постулат будет метафизическим и не может быть принят. Если мы, однако, предположим, что система $K_0$ находится в покое по отношению к большей части окружающего нас вещества и что она может быть взята как локальная покоящаяся выделенная система, то последняя гипотеза кажется верной как философски, так и физически.

Из предыдущего рассмотрения следует, что стержень, находившийся сначала в покое, а затем ускоренный до скорости $v$ по отношению к системе $K_0$, испытывает сокращение длины, будем полагать, что это сокращение длины вызвано движением стержня по отношению к системе $K_0$, или, что более важно, по отношению к окружающим звездам. Итак, система испытывает лоренцовские деформации, если она приведена в поступательное движение по отношению к локальной системе $K_0$. Они могут рассматриваться как реакция удаленных звезд на движущуюся систему. Эта реакция может быть представлена качественно также как реакция удаленных масс на ускоряемые системы.

Отметим, что механизм этой реакции также ясен из предыдущих разделов. Если мы постулируем, что скорость распространения наших лоренцовских ковариантных сил должна браться по отношению к стационарному гравитационному полю, то лоренцовские сокращения будут автоматически иметь

*) Для того чтобы избежать путаницы, мы положим, что эта реакция переносится гравитационным полем масс. Эта реакция удаленных масс должна быть понята следующим образом: эти удаленные массы, действуя на удаленные части пространства, создают приблизительно стационарное гравитационное поле в нашей части пространства. Поступательное движение по отношению к этому полю и вызывает лоренцовские сокращения; реакция удаленных масс не подразумевает «мгновенной» передачи действия.

место в системах, которые движутся по отношению к этому гравитационному полю. Если мы чисто качественно возьмем электромагнитные волны, «рассекающие» гравитационное поле, то мы можем автоматически объяснить лоренцовские деформации. Для того чтобы выяснить, верна ли эта точка зрения или нет, необходимо провести наблюдение существенно нестационарных гравитационных полей. Это находится вне пределов практических возможностей, по крайней мере, в настоящее время.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. Jánossy, Acta Physica Hung. **1**, 391 (1952).
2. G. Otting, Phys. Zeits. **40**, 681 (1939).
3. P. Faragó, L. Jánossy, Nuovo Cim. в печати.
4. S. W. Flügge, Nucleonics **6**, 67 (1950).
5. А. Ф. Иоффе, УФН **53**, 589 (1954).
6. E. Cohn, Berliner Berichte, 1404 (1904).
7. A. Einstein, Über die spezielle und die allegemeine Relativitätstheorie, Verlag Vieweg, 2-е изд. , Braunschweig, 1917.
8. W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, 2-е изд., Oxford, 1944.