

УДК 530.11; 539.3

© 1992 г. В. П. ДМИТРИЕВ

## УПРУГАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Физическое пространство, вещество и взаимодействия могут быть истолкованы как феноменология твердотельного субстрата. При таком подходе частицы вещества моделируются точечными дефектами твердого континуума. Так что в линейно-упругой области никакого признака присутствия субстрата, типа «эфирного ветра», не может быть зарегистрировано экспериментально. Ключевая идея для моделирования квантовой частицы и гравитации — представление о способности точечного дефекта к расщеплению и распределению по объему твердой среды. Адекватное моделирование электростатического поля требует введения представления о твердой среде с векторной характеристикой.

**1. Физический вакуум как твердая сплошная среда.** Сравнительно недавно в серии работ, обобщающих применение методов дифференциальной геометрии для описания сплошной среды, было показано, что универсальная конструкция калибровочной теории физических полей Янга — Миллса может быть использована для построения полной континуальной теории твердого тела с дефектами (см. обзоры [1, 2]). В публикуемой работе предпринимается попытка проделать обратную процедуру: описать физические поля и частицы в терминах твердого упругого континуума с точечными дефектами. Исторически, по-видимому, в [3] впервые было отчетливо сформулировано, что частицы вещества являются «фигурами деформации» твердого эфира.

**2. Линейно-упругий вакуум.** Моделируем физический вакуум однородным изотропным линейно-упругим континуумом [4–6]. В случае неограниченной среды уравнение движения этого континуума (уравнение Ламэ) удобно представить в виде пары независимых волновых уравнений, описывающих соленоидальную  $s_r$ ,  $f_r$  и потенциальную  $s_g$ ,  $f_g$  компоненты деформации и напряжения

$$\partial^2 s_r / \partial t^2 - c_r^2 \nabla^2 s_r = f_r \quad (2.1)$$

$$\partial^2 s_g / \partial t^2 - c_g^2 \nabla^2 s_g = f_g \quad (2.2)$$

$$s = s_r + s_g, \quad f = f_r + f_g$$

$$\operatorname{div} s_r = 0, \quad \operatorname{div} f_r = 0, \quad \operatorname{rot} s_g = 0, \quad \operatorname{rot} f_g = 0$$

где  $s(r, t)$  — смещение элемента среды,  $f(r, t)$  — массовая плотность внешней силы,  $c_r$  — скорость поперечной,  $c_g$  — продольной волны.

Смещение  $s$  элемента физического вакуума моделирует электромагнитный вектор-потенциал. Член «внешней» силы  $f$  описывает источники напряжения, в частности, точечные дефекты твердой среды [7], и будет

использован далее для моделирования различных физических объектов: движущегося электрического заряда как источника магнитного поля [6], точечного магнитного диполя, частицы вещества, гравитационного и электростатического полей [8]. При этом соленоидальная компонента деформации и напряжения моделирует явления электромагнетизма, потенциальная — гравитацию и вещество. Поперечная волна физического вакуума является моделью электромагнитного излучения (света), продольная — гравитационной волны.

Соленоидальная и потенциальная компоненты деформации и напряжения не только независимы друг от друга, но и в некотором смысле взаимно ортогональны. В чем нетрудно убедиться, подставив в выражение для энергии взаимодействия двух источников напряжения [7] ( $\rho$  — плотность твердой среды):

$$E_{12} = -\rho \int \mathbf{f}_1 \mathbf{s}_2 \, dr \quad (2.3)$$

соответствующие величины  $\mathbf{f}_1 = \mathbf{f}_r$ ,  $\mathbf{s}_2 = \mathbf{s}_g = \text{grad } \varphi$ .

Этот результат говорит о принципиальной невозможности регистрации гравитационного излучения с помощью приборов, основанных на электромагнетизме.

**3. Релятивистская инвариантность соленоидальной компоненты деформации.** Нетрудно показать, что уравнение (2.1) изоморфно электромагнитным уравнениям Максвелла без учета электростатического взаимодействия, так что магнитное поле  $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{s}$ , электрическое поле  $\mathbf{E} = -(1/c_r) \partial \mathbf{s}_r / \partial t$ , плотность электрического тока  $\mathbf{j} = \mathbf{f}_r / (4\pi c_r)$  [6] (электростатическое поле может быть моделировано специальным видом члена внешней силы  $\mathbf{f}_r$  — радиальным потоком радиально ориентированных центров кручения [8]). Следовательно, соленоидальная компонента деформации и напряжения линейно-упругого физического вакуума релятивистски инвариантна — в той мере, в которой это верно для уравнений Максвелла.

Независимо от этого, левая часть уравнения (2.1) Лоренц-инвариантна, поскольку совпадает с таковой для уравнения Даламбера. То же верно и для всего уравнения (2.1) в случае специального вида членов внешней силы  $\mathbf{f}_r$ , используемых далее для моделирования электромагнитных объектов.

**4. Магнитостатика.** Формула  $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{s}$  свидетельствует о том, что напряженность  $\mathbf{H}$  магнитного поля имеет смысл локального кручения твердотельного вакуума. Это означает, что магнитные явления описываются чисто упругой частью соленоидальной компоненты деформации и напряжения линейно-упругого вакуума.

Феноменологически элемент постоянного электрического тока (или движущийся электрический заряд, как источник магнитного поля) моделируется соленоидальной частью

$$\mathbf{f}_r = \frac{\mathbf{f}'}{\rho} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \text{grad } \varphi \quad (4.1)$$

точечной силы  $(\mathbf{f}'/\rho) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ , приложенной к точке  $\mathbf{r}'$  твердотельного вакуума, где функция  $\varphi$  такова, что дивергенция (4.1) равна нулю. Подставляя (4.1) в соотношение (2.3), получаем в точности упругий аналог выражения для энергии элемента  $\mathbf{f}'$  электрического тока во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{s}$ :  $E = -\mathbf{s}_r(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{f}'$ , где  $\mathbf{s}_r$  — магнитный вектор-потенциал. Подставляя (4.1) в статический вариант  $-c_r^2 \nabla^2 \mathbf{s} = \mathbf{f}$  уравнения (2.1) для соленоидальной компоненты деформации и напряжения, находим поле смещения, которое источник напряжения (4.1) создает в

твердой среде

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}) = \frac{f'}{4\pi\rho c_r^2 |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \text{grad } \chi$$

где функция  $\chi$  такова, что  $\text{div } \mathbf{s} = 0$ . Подставляя последний результат и (4.1) в соотношение (2.3), получаем точный упругий аналог выражения для энергии взаимодействия двух элементов  $f_1'$  и  $f_2'$  электрического тока

$$E_{12} = -f_1' f_2' / (4\pi\rho c_r^2 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$$

В самом деле, в твердой упругой среде две параллельных силы притягиваются друг к другу, две антипараллельных — отталкиваются друг от друга.

Другой элементарный источник статического магнитного поля — точечный магнитный диполь (спин микрочастицы). Он моделируется центром кручения твердотельного вакуума

$$\mathbf{f}_r = \frac{a}{\rho} \text{rot}[\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\mathbf{m}] \quad (4.2)$$

где  $2a$  — модуль силового момента кручения, приложенного к точке  $\mathbf{r}'$  среды,  $\mathbf{m}$  — его ориентация,  $|\mathbf{m}| = 1$ . Внешняя сила (4.2) создает в упругой среде соленоидальное поле смещения

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}) = \frac{a}{4\pi\rho c_r^2} \text{rot} \left( \frac{\mathbf{m}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right) \quad (4.3)$$

перпендикулярное направлению  $\mathbf{m}$  момента  $\mathbf{m} \text{ rot}(\mathbf{m}/r) = 0$ . Подставляя (4.2) в формулу (2.3) и выполняя интегрирование по частям, получаем упругий аналог хорошо известного выражения для энергии магнитного диполя во внешнем магнитном поле

$$E_{12} = -a_1 m_1 \text{rot } s_2(\mathbf{r}_1)$$

где кручение  $a_1 m_1$  выполняет роль магнитного момента. Действительно, согласно последнему соотношению, центр кручения старается ориентироваться параллельно полю кручения упругой среды. Подставляя в последнее соотношение выражение (4.3), получаем энергию взаимодействия двух центров кручения

$$E_{12} = -\frac{a_1 a_2}{4\pi\rho c_r^2} m_1 \text{rot rot} \left( \frac{m_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right)$$

Согласно этому соотношению, два параллельных коаксиальных центра кручения притягиваются друг к другу, два антипараллельных — отталкиваются друг от друга.

Последнее выражение в точности совпадает с формулой для энергии системы двух точечных магнитных диполей. Поскольку любое статическое магнитное поле может быть получено с помощью соответствующей конфигурации точечных диполей, можно сделать заключение об адекватности упругой модели статического магнетизма. Однако эта модель не является полной, так как для создания и поддержания центра кручения простой твердой среды (в отличие, например, от центра дилатации) действительно требуется приложить к точке среды внешнюю силу (4.2). Как будет показано ниже, для устранения указанного недостатка следует обобщить модель на твердую среду с внутренними вращательными степенями свободы.

5. Характер вакуума близкий к несжимаемому. Рассмотрим типичный процесс специальной теории относительности: (равномерное) движение со скоростью  $v < c_r$  физического объекта, моделируемого источником напряжения  $\mathbf{f} = \mathbf{f}_r + \mathbf{f}_g$ . Как известно из опыта, такой процесс управляется всего одним параметром — электромагнитной константой  $c_r$ . Для того, чтобы согласовать нашу модель с этим экспериментальным фактом, необходимо предположить следующее соотношение между скоростями электромагнитного и гравитационного сигналов:  $c_r \ll c_g$ .

Таким образом, по всей видимости, мы живем в гравитационно статическом мире [6]. И рассматриваемый процесс может быть без потери точности описан такой системой уравнений (2.1), (2.2), в которой уравнение (2.2) для потенциальной компоненты деформации заменено на соответствующее квазистатическое уравнение

$$-c_g^2 \nabla^2 s_g = \mathbf{f}_g \quad (5.1)$$

Последнее уравнение обладает свойством галилеевской инвариантности.

В терминах материальных констант условие  $c_r \ll c_g$  означает, что физический вакуум является средой, близкой к несжимаемой, но податливой к сдвиговым деформациям. Среди модельных конструкций таким свойством обладает упаковка одинаковых твердых шаров [8].

6. Частица вещества. Вообще говоря, в рамках континуального подхода частицы вещества должны моделироваться локализованными энергетическими возбуждениями (солитонами) нелинейной твердой среды. Однако, общий компактный жесткопластический характер физического вакуума позволяет аппроксимировать эти возбуждения точечными разрывами линейной твердой среды, типа уже рассмотренных сосредоточенной силы (4.1) и центра кручения (4.2). Такой подход полностью аналогичен тому, который обычно используется при описании ударных волн.

Моделируем частицу вещества точечным включением (центром дилатации, центром давления) твердотельного вакуума

$$\mathbf{f}_g = -\frac{b}{\rho} \text{grad } \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (6.1)$$

где  $b$  — мощность включения. Подставляя (6.1) в правую часть статического уравнения (5.1) для потенциальной компоненты деформации и напряжения, найдем, что центр дилатации (6.1) создает в упругой среде потенциальное поле смещения

$$s(\mathbf{r}) = -\frac{b}{4\pi\rho c_g^2} \text{grad} \left( \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)$$

дивергенция которого равна нулю всюду, кроме самой точки включения:

$$\text{div } s = \frac{b}{\rho c_g^2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (6.2)$$

Именно свойство (6.2) центра дилатации позволяет в дальнейшем оперировать понятием точечной дилатации. Исходя из последнего соотношения, найдем суммарный объемный сдвиг  $\Delta V$  среды, который вызывает включение мощности  $b$ :

$$\Delta V = \int \frac{b}{\rho c_g^2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r} = \frac{b}{\rho c_g^2}$$

Точечный дефект может свободно перемещаться в объеме однородного твердого континуума. И это перемещение не сопровождается пере-

носом материала среды. Когда скорость перемещения  $v \ll c_g$ , движение центра дилатации подчиняется законам классической механики (для смешанных соленоидально-потенциальных объектов следует придерживаться более строгого условия  $v \ll c_r$ ). В самом деле, оценка кинетической энергии включения  $T = E_{kin} + \Delta E_{el} = \frac{1}{2} \rho \Delta V v^2 = \frac{1}{2} (b/c_g^2) v^2$ , ибо приращение  $\Delta E_{el}$  упругой энергии среды

$$E_{el} = \frac{1}{2} \int \sum_{i,j} \sigma_{ij} \frac{\partial s_i}{\partial x_j} dx$$

где  $\sigma_{ij}$  — тензор напряжения среды, пренебрежимо мало в сравнении с кинетической энергией среды

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \int \rho \left( \frac{\partial s}{\partial t} \right)^2 dx$$

Таким образом, величина  $b/c_g^2$  имеет смысл инерционной массы  $m$  частицы вещества

$$m = b/c_g^2 \quad (6.3)$$

Что касается собственной энергии  $E_0$  покоящегося включения (т. е. упругой энергии его образования), то можно показать, что ее оценка

$$E_0 = bc_r^2/c_g^2 = mc_r^2 \quad (6.4)$$

Отметим, что приведенные оценки выполнены на основе некоторой «разумной» конечной модели ядра включения. Ибо, как и во всякой точечной модели, в случае центра дилатации (6.1) соответствующие интегралы  $E_{el}$  и  $E_{kin}$  расходятся.

**7. Эффективная релятивистская инвариантность всего физического вакуума.** Энергию взаимодействия центра дилатации с другим источником напряжения найдем, подставив выражение (6.1) в соотношение (2.3) и выполнив интегрирование по частям  $E_{12} = -b_1 \operatorname{div} s_2(\mathbf{r}_1)$ . Таким образом, с учетом (6.2) получим, что два центра дилатации не взаимодействуют друг с другом, если только они не находятся в непосредственном контакте

$$E_{12} = - \frac{b_1 b_2}{\rho c_g^2} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (7.1)$$

Как известно, центр дилатации (6.1) является элементарным источником потенциальной деформации. Так что соотношение (7.1) отображает типичный характер взаимодействия, свойственный потенциальной части деформации и напряжения упругой среды.

Выше было показано, что, благодаря характеру вакуума близкому к несжимаемому, кинетика и, следовательно, возможный кинетический способ потенциального взаимодействия, осуществляемый, например, с помощью гравитационных волн, заведомо квазистационарны в диапазоне скоростей движения  $v < c_r$ . Из формулы (7.1) видно, что упругая часть потенциальной компоненты деформации не участвует в статическом взаимодействии. Все это означает, что при анализе масштабных свойств физического пространства можно не обращать внимания на лоренцевскую неинвариантность левой части уравнения (5.1). Что касается неупругой формы потенциального взаимодействия, выраженной соотношением (7.1), оно непосредственно связано с сингулярной правой частью уравнений движения. Последние же, благодаря свойству  $\delta$ -функции  $\delta(\beta x) = \delta(x)/\beta$ , могут быть подвергнуты в том числе и лоренцевой калибровке. Такая ситуация только лишней раз подтверждает, что специальная теория относительности представляет собой комбинацию реальных явлений с релятивистской конвенцией.

Подвергнем модель (6.1) частицы вещества, движущейся со скоростью  $v < c$ , полулоренцевскому преобразованию

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_g &= -\frac{b}{\rho} \text{grad } \delta(\mathbf{r}-\mathbf{v}t) = -\frac{b}{\rho\beta} \text{grad } \delta\left(\frac{\mathbf{r}-\mathbf{v}t}{\beta}\right) = \\ &= -\frac{b}{\beta} \left[ \frac{\partial}{\rho\beta \partial |(\mathbf{r}-\mathbf{v}t)/\beta|}, \frac{\partial}{\rho \partial x_2}, \frac{\partial}{\rho \partial x_3} \right] \delta\left(\frac{x_1-\mathbf{v}t}{\beta}, x_2, x_3\right) \end{aligned}$$

Таким образом, принимая во внимание соотношения (6.3) и (6.4), можно получить надлежащие релятивистские формулы:

$$m = m_0/\beta, E = E_0/\beta, \beta = (1-v^2/c^2)^{1/2}.$$

Ясно, что последние являются результатом искусственного распространения лоренцевской калибровки на потенциальную (гравитационную) компоненту физического объекта.

Благодаря групповому свойству преобразования Лоренца  $L(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2) = L(\mathbf{v}_1)L(\mathbf{v}_2)$ , абсолютная система координат, связанная с линейно-упругим вакуумом, оказывается неотличимой от других инерциальных систем отсчета. Таким образом, видно, что не пустое пространство, а упругий материальный субстрат является истинным содержанием понятия физического пространства (см. также [9]).

**8. Квантовая частица.** Предположим, что центр дилатации (6.1) может дробиться и распределяться по объему твердой среды. Логически представление о дроблении и распределении точечного дефекта твердой среды родственно понятиям расщепленной и неполной дислокаций. Реально такой процесс инициируется тепловым движением вакуума и составляет физическую основу так называемого принципа неопределенности (отметим, что в рамках линейной термоупругости тепловое движение среды оказывает влияние только на потенциальную компоненту деформации).

Охарактеризуем распределение точечного дефекта, которое вполне может оказаться и дискретным, непрерывной функцией — средней объемной плотностью  $bp(\mathbf{r}', t)$  мощности этого дефекта, полагая при этом, что полная мощность системы сохраняется  $\int p(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' = 1$ . Здесь, однако, возникает определенная математическая трудность, связанная с вопросом о возможности корректного определения понятия «распределение сингулярности». Поясним это на примере.

Пусть имеется сингулярная в точке  $\mathbf{r}'$  функция от  $\mathbf{r}$ , например,  $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ . Спрашивается, можно ли рассматривать этот математический объект одновременно как функцию от  $\mathbf{r}'$ ? А точнее, как функцию  $q(\mathbf{r}')\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ , где  $\int q(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \text{const}$ ? Трудно сказать. Во всяком случае автор не имеет возможности провести обоснование на достаточно высоком уровне. Можно надеяться, что отсутствие строгого обоснования не помешает далее пользоваться понятием распределения точечного дефекта и его объемной плотности.

Будем рассматривать систему распределенного центра дилатации в качестве некоего флюида, а именно, флюида точечной дилатации, так что приведенная плотность  $p(\mathbf{r}', t)$  и соответствующая скорость переноса  $\mathbf{v}(\mathbf{r}', t)$  подчиняются системе уравнений механики сплошной среды

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial (pv_j)}{\partial x_j'} = 0 \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_j v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j'} = \frac{1}{p} \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}'}{\partial x_j'} \quad (i=1, 2, 3) \quad (8.2)$$

где  $\sigma_{ij}'$  — приведенный эффективный тензор напряжения флюида точечной дилатации.

Соотношение между тензором напряжения  $\sigma_{ij}'$  и кинематическими характеристиками флюида не могут быть получены в рамках континуальной теории твердой среды, так как оно существенно зависит от внутренней структуры этой среды (см. современный обзор [2] континуальной теории дефектов). Тем не менее, можно предположить, что в отсутствие давления и внутреннего трения флюида точечной дилатации силовой фактор  $\Sigma \partial \sigma_{ij}' / \partial x_j'$  связан со специфическим (см. далее) механизмом постоянного процесса дробления и распределения центров дилатации и действует в том же направлении, что и поток диффузии  $p_{i,j} = -(\nu/2) \partial p / \partial x_j$  этого флюида. Последнее означает, что, принимая стандартную форму описания  $\sigma_{ij}' = \mu (\partial u_i / \partial x_j' + \partial u_j / \partial x_i')$ , следует положить  $\mu < 0$  (отрицательная вязкость!). Если при этом, как обычно, динамический коэффициент  $-\mu = (\nu/2) p$ , то приходим к выражению

$$\sigma_{ij}' = \left(\frac{\nu}{2}\right)^2 p \frac{\partial}{\partial x_i'} \left( \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x_j'} \right) \quad (8.3)$$

Подстановка (8.3) при  $\text{rot } v = 0$  сворачивает систему уравнений движения (8.1), (8.2) в одно комплексное уравнение, которое имеет в точности форму уравнения Шредингера с «коэффициентом диффузии»

$$v = \hbar/m = \hbar / (\rho \Delta V) = \hbar c_s^2 / E \quad (8.4)$$

Принимая уравнение состояния (8.3) в качестве постулата, будем считать соответствующую порцию флюида точечной дилатации моделью микрочастицы вещества. Заметим, что недавно [10] была предпринята попытка описать распределение дислокаций с помощью уравнения Шредингера с эффективным потенциалом.

Как и всякая среда, флюид точечной дилатации может служить средой для переноса волны (сравните, например, с [11]). Продольный характер этой волны следует из того, что у микрочастицы  $p(\mathbf{r}') = p_1(x_1') \cdot p_2(x_2') p_3(x_3')$  и поэтому недиагональные элементы тензора (8.3) равны нулю (в свою очередь, независимость и поэтому разделяемость декартовых пространственных координат в функции  $p(\mathbf{r}')$  следует из того, что плотность точечной дилатации  $p(\mathbf{r}')$  является характеристикой, которая имеет смысл объема). Эта волна является одновременно и причиной и следствием движения порции флюида точечной дилатации, моделирующей микрочастицу вещества.

Продольная (акустическая) волна флюида точечной дилатации моделирует волну Де Бройля микрочастицы. Можно сказать, что волна Де Бройля представляет собой волну пластической деформации твердого физического вакуума.

Принимая диффузионную форму функции плотности  $p(x', t) \sim \exp[-(x' - x_0(t))^2 / d^2(t)]$ , можно оценить соотношение между длиной  $\lambda$  этой волны и скоростью поступательного движения  $v$  порции флюида точечной дилатации  $\lambda \sim v / \nu = \hbar / (m\nu)$ . Для этого нужно приравнять друг к другу поступательную  $m\nu^2/2$  и колебательную  $m(c'/\lambda)^2 A^2$  энергии этой порции, где  $c' = (-\partial \sigma_{ii}' / \partial p)^{1/2}$  — скорость звука, и принять, что ширина  $d$  «волнового пакета» имеет порядок амплитуды  $A$  колебания.

Энергию взаимодействия двух систем распределенной точечной дилатации найдем, проведя континуальное обобщение соотношения (7.1):

$$E_{12} = -\frac{b_1 b_2}{\rho c_s^2} \int p_1(\mathbf{r}', t) p_2(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' \quad (8.5)$$

Точно также построенная выше нелокальная модель макрочастицы позволяет рассматривать самовзаимодействие материальной системы

$$E_{11} = -\frac{b^2}{2\rho c_g^2} \int p^2(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}'$$

Именно эти сгустки распределенного точечного разрыва твердотельного вакуума, образующиеся согласно последней термодинамической формуле, воспринимаются как вещество.

**9. Гравитация.** Ньютоновское гравитационное поле моделируется постоянным конвективным потоком флюида точечной дилатации, испускаемым сгустком этого флюида. Рассчитаем энергию взаимодействия двух слабых точечных источников такого потока. Заменяем уравнение непрерывности (8.1) на соответствующее уравнение с точечным источником

$$\partial p / \partial t + \operatorname{div}'(pv) = q_g \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0) \quad (9.1)$$

где  $q_g$  — приведенная интенсивность источника, решим систему уравнений (9.1), (8.2) для стационарного режима ( $\partial p / \partial t = 0$ ,  $\partial v / \partial t = 0$ ):

$$p(\mathbf{r}') = \frac{q_g}{4\pi v_g} \frac{1}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|}, \quad v(\mathbf{r}') = v_g \frac{\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|} \quad (9.2)$$

где  $v_g = \text{const}$  — скорость радиального потока. Это решение было получено при допущении  $\sum \partial \sigma_{ij} / \partial x_j = 0$ . Теперь видно, что последнее равенство действительно следует из соотношений (8.3) и (9.2). Функция  $p(\mathbf{r}')$  из (9.2) нормализована на шаре радиуса  $r_g = v_g / q_g$ . Практически можно положить, что  $r_g = \infty$ , так как условием стационарного режима является малость  $q_g$ , а  $v_g$ , по-видимому, равна  $c_g$ .

Подставляя в соотношение (8.5) соответствующие плотности из (9.2), получаем для двух сосредоточенных источников постоянного потока точечной дилатации, расположенных на расстоянии  $R$  друг от друга

$$E_{12} = -\left(\frac{q_g}{4\pi v_g}\right)^2 \frac{b_1 b_2}{\rho c_g^2} \int \frac{d\mathbf{r}}{r^2(\mathbf{r} - \mathbf{R})^2} = -\frac{\pi}{\rho c_g^2} \left(\frac{q_g}{4v_g}\right)^2 \frac{b_1 b_2}{R}$$

Интерпретируем последнее соотношение, как закон тяготения Ньютона. В таком случае, полная мощность  $b$  включения может быть истолкована как гравитационная масса частицы вещества. Как видно, с гравитацией связана постоянная, хотя и слабая утечка вещества в физическое пространство.

**10. Общая теория относительности.** Как известно, по своей математической структуре общая теория относительности является подалгеброй нелинейной теории упругости [12] (см. также [13]). Так что пространственная метрика первой соответствует несимметричному тензору деформации второй. Общий критерий присутствия физических полей в релятивистской теории гравитации — отличие от нуля элементов тензора кривизны. Та же математическая конструкция используется в нелинейной упругости для выражения локальных разрывов среды (в линейном случае эти характеристики — тензор Риччи и тензор несовместимости Кренера, соответственно). Но на этом сходство между упругой моделью физического вакуума и общей теорией относительности заканчивается. В самом деле, в теории относительности элемент  $g_{00} - 1$  метрического тензора непосредственно является мерой ньютоновского гравитационного потенциала. В терминах линейно-упругой модели вакуума этот элемент соответствует потенциальной части  $\operatorname{div} s$  тензора деформации. Проведя континуальное обобщение формулы (6.2)  $\operatorname{dis} s(\mathbf{r}) = bp(r) / (\rho s_g^2)$ , видим,



что в общей теории относительности в качестве меры потенциала ньютоновского гравитационного поля предлагается плотность  $\rho(\mathbf{r}')$  центров дилатации. В то время как в упругой модели физического вакуума, потенциал гравитационного поля измеряется сверткой (8.5) таких плотностей (как будет видно ниже аналогичная ситуация имеет место в случае электростатического поля). Что касается оставшейся части несимметричного тензора деформации, то, как было показано ранее, крутильная часть упругой компоненты этого тензора является мерой напряженности магнитного поля.

**11. Твердотельный вакуум с внутренними вращательными степенями свободы.** Как было отмечено выше, центр кручения простой твердой среды не является самоподдерживающимся образованием. Для стабилизации модели точечного магнитного диполя введем представление о твердой среде с внутренними вращательными степенями свободы. Рассмотрим систему одинаковых ротаторов со случайным распределением их ориентаций, постоянной энергией вращения каждого ротатора и отсутствием поступательного движения. Выделим возле точки  $\mathbf{r}$  элементарный объем  $\lambda^3$  среды — малый макроскопически, но содержащий достаточно большое количество  $N$  ротаторов с точки зрения статистики их распределения по ориентациям. Охарактеризуем состояние этого объемчика среды его суммарным вращательным моментом

$$\vec{\mu} = \sum \vec{\mu}_i^*$$

( $i=1, 2, \dots, N$ ) где  $\vec{\mu}_i^*$  — вращательный момент  $i$ -го ротатора,  $|\vec{\mu}_i^*| = |\mu_j^*|$ ,  $N \gg 1$ . Назовем функцию  $\vec{\mu}(\mathbf{r})$  локальной поляризацией среды.

В тепловом равновесии  $\vec{\mu}(\mathbf{r})=0$ . Частичное упорядочивание этой системы означает, что в некоторых точках среды  $\vec{\mu}(\mathbf{r}) \neq 0$ . Термодинамически упорядочиванию системы соответствует уменьшение локальной энтропии  $S(\mathbf{r})$ . Простая статистика для совокупности векторных корпускул дает гауссову зависимость для отклонения  $\vec{\mu}(\mathbf{r})$  от равновесного состояния [14]:

$$S(\mathbf{r}) = S_{\max} - \frac{\mu^2(\mathbf{r})}{2\mu_0^2} \quad (11.1)$$

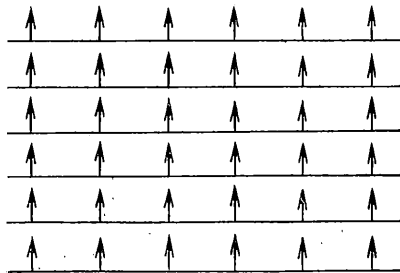
Для поддержания этого отклонения следует приложить к системе внешнюю силу, связанную с ее свободной энергией  $-T\Delta S = T\mu^2/(2\mu_0^2)$  (здесь температура  $T$  выражена в единицах энергии, а энтропия безразмерна). С другой стороны, для поддержания центра кручения твердой среды следует приложить к ней внешнюю силу (4.2), связанную с ее упругой энергией  $\Delta E = k_r a^2/2$ , где  $a$  — момент кручения,  $k_r$  — упругая постоянная.

Теперь объединим совокупность ротаторов с твердой деформируемой средой в одну систему, пользуясь тем, что механически вращение сопряжено с кручением. И пусть обе эти «внешние силы» уравновешивают друг друга. Пример макроскопического проявления такой связи — вращение подвешенного на нитке магнита при размагничивании. Термодинамически такая система устойчива, так как вторая вариация ее свободной энергии неотрицательна

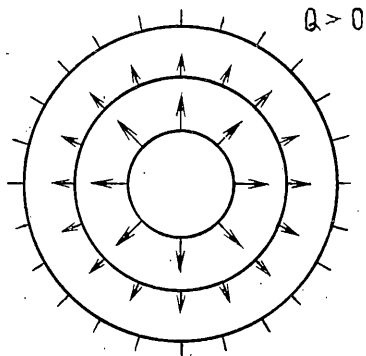
$$F = E - TS = \frac{k_r a^2}{2} + T \frac{\mu^2}{2\mu_0^2} + F_0, \quad \delta^2 F = k_r (\delta a)^2 + \frac{T}{\mu_0^2} (\delta \mu)^2 \geq 0$$

Здесь следует подчеркнуть, что пока речь не идет о внутренней структуре гироскопической среды, а только о ее феноменологии.

**12. Электростатика.** Состояние вращательной поляризации физического вакуума служит моделью электростатического поля. Как видно,



Фиг. 1



Фиг. 2

точечная поляризация всегда сопровождается магнитным диполем (центром кручения). Однако, если рассмотрим равномерное распределение вращательных моментов на поверхности, всюду нормально к этой поверхности, то за счет взаимного погашения магнитная (крутильная) компонента будет исключена и вытеснена на границу поверхности (модель Ампера); в такой системе не будет взаимного погашения вращательных моментов, так как ротатор — это существенно локальное образование.

В случае замкнутой или неограниченной поверхности магнитная компонента полностью исключается. Трехмерная конструкция, полученная непрерывной гомотопией подобного распределения, должна быть топологически и термодинамически устойчивой. Упаковка параллельных плоских распределений с одинаковой плотностью вращательных моментов (фиг. 1) моделирует однородное электростатическое поле. Соответствующая сферическая конфигурация (фиг. 2) моделирует центральное электростатическое поле (электрический заряд).

Характерная черта термодинамически устойчивой конфигурации поляризованного состояния заключается в том, что любой слой толщины  $\delta r \ll r$ , образованный на поверхностях, всюду нормальных к вращательным моментам, содержит в себе одно и то же количество  $\delta \mu$  суммы модулей вращательных моментов. Это означает, что в центральном электростатическом поле объемная плотность  $\mu(r)/\lambda^5$  распределения моментов пропорциональна  $1/r^2$ . Выберем ширину  $\delta r$  характеристического слоя так  $\delta r = \lambda_e$ , чтобы для поля электрона значение  $\delta \mu$  было равно спину  $\mu_0$  электрона. Тогда для электрического заряда, который в  $|Q|$  раз больше заряда электрона, получим

$$\frac{\mu(r)}{\lambda^3} = \frac{Q\mu_0}{4\pi\lambda_e} \frac{1}{r^2} \frac{r}{r} \quad (12.1)$$

где значение самого электрического заряда равно

$$\int_0^{r_e} \frac{\mu(r)}{\lambda^3} 4\pi r^2 dr = Q\mu_0 \frac{r_e}{\lambda_e}$$

$r_e$  — эффективный радиус обрезания электростатического поля,  $r_e \gg \lambda_e$ . Так что при  $Q > 0$  моменты направлены параллельно, при  $Q < 0$  — антипараллельно радиусу. Эти два способа ориентации вращательных моментов соответствуют двум типам электрического заряда — положительному или отрицательному.

Теперь вычислим энергию взаимодействия двух моделей электрического заряда. Согласно (11.1), энтропия суперпозиции двух систем поляризованного состояния среды

$$S - S_{\max} = -\frac{(\vec{\mu}_1 + \vec{\mu}_2)^2}{2\mu_0^2} = -\frac{\vec{\mu}_1^2}{2\mu_0^2} - \frac{\vec{\mu}_2^2}{2\mu_0^2} - \frac{\vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2}{\mu_0^2}$$

Следовательно, член

$$dF_{12} = T \frac{\vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2}{\mu_0^2} \frac{d\mathbf{r}}{\lambda^3}$$

может быть интерпретирован как свободная энергия контактного (локального) взаимодействия двух моделей электростатического поля. Интегрируя его по всему объему, приходим к фундаментальному соотношению для свободной энергии электростатического взаимодействия

$$F_{12} = \frac{T}{\mu_0^2 \lambda^3} \int \vec{\mu}_1(\mathbf{r}) \vec{\mu}_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (12.2)$$

Подставляя в формулу (12.2) соответствующие распределения (12.1), получаем для двух моделей электрического заряда, расположенных на расстоянии  $R$  друг от друга

$$F_{12} = T \frac{Q_1 Q_2 \lambda}{16\pi^2} \int \frac{\cos \gamma(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}{r^2 (\mathbf{r} - \mathbf{R})^2} = \frac{T\lambda}{4\pi} \frac{Q_1 Q_2}{R} \quad (12.3)$$

где было положено  $\lambda_e = \lambda$ . Здесь  $\gamma(\mathbf{r})$  — угол между двумя пересекающимися в точке  $\mathbf{r}$  радиусами. Формула (12.3) правильно отображает закон для кулоновского взаимодействия двух центральных электростатических полей. Величина  $Q$ , являющаяся мерой суммы модулей вращательных моментов, заключенных в модели электростатического поля, моделирует электрический заряд системы.

Таким образом, физическое содержание электростатического взаимодействия заключается во взаимном наложении и суммировании векторных полей поляризации внутреннего вращения физического вакуума. Результирующее возрастание вращательного момента ведет к уменьшению энтропии и, следовательно, к отталкиванию. Ослабление поляризации из-за взаимного погашения наложенных векторов  $\vec{\mu}_1(\mathbf{r})$  и  $\vec{\mu}_2(\mathbf{r})$  ведет к росту энтропии и, следовательно, к притяжению.

**13. Вихревая губка.** Энтропийный фактор проявляет себя в упругой модели физического вакуума достаточно характерным образом для того, чтобы по нему можно было судить о кинетическом микроскопическом механизме упругости. В частности, о многом говорит уже свойство  $c_r \ll c_g$  простой твердотельной модели, типичное для резино- или желеобразных материалов. Судя по всему, физический вакуум имеет не только свойства, но и структуру эластомера, т. е. представляет собой ворох беспорядочно ориентированных гибких волокон. Разумеется, эти волокна не являются материальным образованием. Роль структурных единиц упругого вакуума выполняют тонкие вихревые трубки (нити) идеальной несжимаемой жидкости. Такая конструкция, известная под именем вихревой губки, макроскопически обладает свойствами изотропной (аморфной) твердой упругой среды с внутренними вращательными степенями свободы. Будучи при этом объектом чисто кинетической природы, она является главным претендентом на роль субмикроскопической модели физического вакуума (субстрата) [15].

В рамках вихревой губки электростатическое поле моделируется областью с преимущественной ориентацией вихревых нитей. Нематическая фаза с параллельным направлением вихревых нитей моделирует однородное электростатическое поле (сравните с фиг. 1). Соответствующая радиальная система вихревых нитей, выходящих из сингулярной точки, является моделью центрального электростатического поля (сравните с фиг. 2). Именно при поступательном движении этой последней структуры возникает такое состояние напряжения вихревой губки, которое макроскопически выражается в форме соленоидальной сосредоточенной силы (4.4) твердотельного субстрата [16].

Уравнение движения изолированной вихревой нити обладает тем замечательным свойством, что оно может быть трансформировано в нелинейное уравнение Шредингера [17]:

$$-(v/2)^{-1} i \partial \psi / \partial t = \partial^2 \psi / \partial x^2 + 1/2 |\psi|^2 \psi \quad (13.1)$$

$$\psi = k \exp \left( i \int_0^x \tau dx - i \omega t \right)$$

где  $x$  — длина, измеренная вдоль вихревой нити,  $k(x, t)$  — кривизна,  $\tau(x, t)$  — кручение нити,  $v$  — коэффициент локальной самоиндукции вихревой нити,  $\omega = \text{const}$  — интеграл движения (интеграл энергии). Так что  $\tau v$  имеет смысл скорости, с которой пучность распространяется вдоль вихревой нити.

Уравнение точно такой же формы описывает динамику классической системы взаимодействующих векторных частиц (спинов) [18], которая как раз и является моделью рассмотренного выше вращательного континуума. В этой модели  $v$  — аналог постоянной Вейсса из теории ферромагнетизма.

В случае системы беспорядочно ориентированных прямолинейных вихревых нитей пространственная переменная в уравнении (13.1) может быть отождествлена с декартовой координатой трехмерной среды. Считая кривизну  $k = 1/R$  вихревой нити малой величиной, пренебрежем в уравнении (13.1) нелинейным членом, имеющим относительный порядок  $k^2$ . Полученная таким образом модель может быть обобщена на три измерения

$$i \partial \psi / \partial t = - (v/2) \nabla^2 \psi \quad (13.2)$$

В этом уравнении волновая функция  $\psi = \psi_1 \psi_2 \psi_3$ ,  $v$  — константа взаимодействия ближайших соседей в когерентной подсистеме вихревых нитей жидкого вакуума.

Примем локализованное возбуждение (солитон) вихревой нити в качестве модели микрочастицы вещества. Часть кинетической энергии жидкого вакуума  $1/2 \int k^2 dx = 1/2 \int |\psi|^2 dx = \text{const}$  (в условных единицах), связанная с искривлением вихревой нити, имеет смысл энергии солитона, интерпретируется как собственная энергия частицы вещества и получает наименование массы этой частицы. Таким образом, плотность распределения энергии по длине вихревой нити  $1/2 k^2(x, t)$ , отождествляется с плотностью распределения массы частицы. После такой перенормировки другой интеграл движения вихревой нити  $\int k^2 \tau dx$ , не имеющий четкой интерпретации в терминах потока  $1/2 k^2 \tau v$  энергии вакуума, истолковывается как импульс поступательного движения частицы вещества и служит отправным понятием для разграничения характеристик движения среды и характеристик движения солитона этой среды.

Форма уравнения (13.2) доказывает правильность постулированного

ранее в рамках простой твердотельной модели вакуума выражения (8.3) для уравнения состояния плазмы точечного дефекта. Так что в этом выражении следует положить  $p = |\psi|^2 / \int |\psi|^2 dr$ .

Отсутствующая в уравнении (13.2) явная зависимость от массы формально может быть введена в рамках представления частицы как ассоциата нескольких «минимальных» микрочастиц единичной массы. Обобщая уравнение Шредингера (13.2) на систему  $n$  частиц и выделяя в нем стандартным образом часть, соответствующую движению центра масс, получаем:  $v_n = v/n$ . Последнее соотношение доказывает правильность также постулированной ранее обратно пропорциональной зависимости (8.4) «коэффициента диффузии» плазмы центра дилатации твердотельной модели вакуума от суммарной мощности включения (собственной энергии микрочастицы).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кадич А., Эделен Д.* Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М.: Мир, 1987. 168 с.
2. *Гриняев Ю. В., Чертова Н. В.* Калибровочные теории пластической деформации в механике сплошных сред // Изв. ВУЗов. Физика. 1990. № 2. С. 36–50.
3. *Burton C. V.* A theory concerning the constitution of matter // *Phil. Mag. Ser. 5.* 1892. V. 33. No 201. P. 191–204.
4. *Бунин В. А., Дидык Ю. К., Огжевальский З.* Современные взгляды на соотношение вакуума с полем и веществом. // В кн.: Вопросы превращений в природе. Ереван: Айастан, 1971. С. 75–89.
5. *Мигрофанов О. И.* Элементарные частицы – это элементарно? // Изобретатель и рационализатор. 1983. № 1. С. 20–24.
6. *Дубровский В. А.* Упругая модель физического вакуума // *ДАН СССР.* 1985. Т. 282. № 1. С. 83–88.
7. *Эшелби Дж.* Континуальная теория дислокаций. М.: ИЛ, 1963. 247 с.
8. *Дмитриев В. П.* Стохастическая механика. М.: Высшая школа, 1990. 63 с. Разделы 9, 10.
9. *Умов Н. А.* Единообразный вывод преобразований, совместных с принципом относительности // *Phys. Zeits.* 1910. Перевод в кн.: Избр. соч. М.–Л.: Гостехиздат, 1950. С. 492–499.
10. *Bottani C. E.* Effective Schrödinger equation for a classical massless dislocation plasma // *Nuovo Cim.* 1991. v. 13D. N 8. p. 1035–1048.
11. *Попов В. Л.* Распространение возмущений в упруго-пластической бездиссипативной среде // *Вестн. Моск. Ун-та. сер. 3, Физика. Астрономия.* 1991. Т. 32. № 5. С. 23–27.
12. *Крёнер Э.* Общая континуальная теория дислокаций и собственных напряжений. М.: Мир, 1965. 103 с.
13. *Васильев В. В.* Напряженное состояние твердых тел и некоторые геометрические эффекты // *Изв. АН СССР. МТТ.* 1989. № 5. С. 30–34.
14. *Киргель Ч.* Статистическая термодинамика. М.: Наука, 1977. 336 с.
15. *Kelly E. M.* Maxwell's equations and shear waves in the vortex sponge // *Z. Naturforsch.* 1990. V. 45a. No. 11/12. P. 1367–1373.
16. *Hicks W. M.* *Brit. Assoc. Rep.* 1888. p. 577. Изложено в кн.: Whittaker E. M. A history of the theories of aether and electricity. London: Thomas Nelson, 1951. P. 302–303.
17. *Hasimoto H.* A soliton on a vortex filament // *J. Fluid. Mech.* 1972. v. 51. part 3. p. 477–485.
18. *Lakshmanan M.* Continuum spin system as an exactly solvable dynamical system // *Phys. Lett.* 1977. V. 61A. No. 1. P. 53–54.

Москва

Поступила в редакцию  
2.11.1990