Физическая мезомеханика как полевая теория

С. Йошида

Южно-Восточный университет штата Луизиана, LA 70402, США

Теоретические основы физической мезомеханики рассматриваются как полевая теория, аналогичная электродинамике. Электромагнитное поле рассматривается как компенсационное поле, необходимое для сохранения инвариантности уравнения Шредингера при локальном фазовом превращении волновой функции заряженной частицы. С этой точки зрения рассматривается дифференцирование уравнения Максвелла, и основное уравнение физической мезомеханики характеризуется как полевое уравнение, аналогичное уравнению Максвелла. Основной механизм такого компенсационного эффекта обсуждается с использованием закона Ленца, а также дается его физическая интерпретация.

Physical mesomechanics as a field theory

S. Yoshida

Southeastern Louisiana University, LA 70402, USA

The theoretical foundation of physical mesomechanics is viewed as a field theory analogous to electrodynamics. The electromagnetic field is reviewed as a compensation field necessary to make the Shrödinger equation invariant under local phase transformation on the wave function of a charged particle. The derivation of Maxwell equation based on this view is reviewed, and the basic equation of physical mesomechanics is characterized as a field equation analogous to Maxwell equation. The underlying mechanism for this compensation effect is argued in terms of the broad sense of Lenz's law and its physical interpretation is discussed.

1. Введение

Начиная с первой работы в 1982 г. [1], физическая мезомеханика внесла значительный вклад в материаловедение и смежные области. Введение в физической мезомеханике [2, 3] понятия структурного уровня в деформируемых твердых средах [4] позволило связать механику сплошной среды и теорию дислокаций. В результате различные кристаллографические явления, ранее объясняемые с использованием эмпирических подходов, получили объяснение на строгой физической основе. С этой точки зрения можно сказать, что физическая мезомеханика открыла новую эпоху в материаловедении и смежных областях. Универсальность является очень важным аспектом, который отличает физическую мезомеханику от других традиционных теорий. Эта теория, по существу, применима к любым неоднородным деформируемым твердым средам, независимо от типа нагружения и величины масштаба. Кроме того, физическая мезомеханика позволяет описать все стадии деформации, включая стадию разрушения, на единой теоретической основе. Эти особенности делают теорию привлекательной для различных инженерных приложений [3].

Необходимо отметить, что такая универсальность физической мезомеханики обусловлена тем, что теория построена на наиболее фундаментальном уровне науки — она основывается на принципе калибровочной симметрии [5]. С этой точки зрения можно сказать, что физическая мезомеханика является аналогом других калибровочных теорий, таких как электродинамика Максвелла или общая теория относительности Эйнштейна. По сути, различные понятия физической мезомеханики можно объяснить с рациональной точки зрения с использованием аналогии с электродинамикой. Ярким примером могут служить аналогия между волной пластической деформации и электромагнитной волной как векторами Умова–Пойнтинга, несущими энергию поля [6, 7], или аналогия между электрическим пробоем в газообразных средах и разрушением твердых сред как итоговыми стадиями процесса диссипации энергии [8].

Прежде всего, рассмотрим аналогию между физической мезомеханикой и электродинамикой для различных явлений и объясним их физический смысл [6–8]. Прежде чем перейти к деталям каждого отдельного явления, мне бы хотелось представить свое видение физической мезомеханики как теории, имеющей фундаментальную аналогию с электродинамикой, где временные и пространственные вариации полевых переменных компенсируют друг друга для достижения определенной стабильности динамики процесса. Для описания физического процесса, реализующего этот компенсационный механизм, основное уравнение, обуславливающее динамику полевых переменных, обсуждается в смысле закона Ленца. Будет показано, что две теории не только формально, но и физически аналогичны, что, в свою очередь, объясняет с рациональной позиции универсальность физической мезомеханики.

2. Электродинамика и квантовая динамика

Аналогию между физической мезомеханикой и электродинамикой наиболее удобно описывать, рассматривая электродинамику в связи с квантовой динамикой. Подробное описание этой проблемы можно найти в работе [9]. Вкратце это можно раскрыть следующим образом. В квантовой динамике для достижения калибровочной (локальной) симметрии теории электромагнитное поле можно рассматривать как некое компенсационное поле. Будем считать, что волновая функция заряженной частицы претерпевает фазовое превращение $U(1)$. По сути, фазовое превращение представляет собой смещение во времени и по пространству (см. далее), и противоестественно требовать, чтобы все заряженные частицы во вселенной претерпевали одно и тоже превращение. Следовательно, необходимо позволить частицам испытывать разное превращение. Тогда возникает вопрос: является ли превращение каждой частицы независимым от других? Ответ отрицательный. Все они некоторым образом связаны друг с другом, динамику каждой частицы невозможно описать уравнением Шредингера одного вида, т.е. теория должна быть переформулирована. Другими словами, частица более не может быть свободной частицей, а должна взаимодействовать с другими частицами через потенциальный член в уравнении Шредингера. Это взаимодействие можно представить с помощью компенсационного поля, а векторы электрического и магнитного полей являются векторным представлением этого поля.

С точки зрения полевой теории ситуацию, описанную выше, можно изложить следующим образом. Чтобы уравнение Шредингера оставалось инвариантным в случае, когда волновая функция заряженной частицы испытывает локально определенное фазовое превращение, необходимо ввести взаимодействие между этой частицей и окружающими ее заряженными частицами. В этом случае, поскольку уравнение Шредингера содержит производные волновой функции по времени и по пространству, необходимо переопределить операцию дифференцирования таким образом, чтобы эти производные преобразовывались так же, как и сама волновая функция, т.е. необходимо заменить производные ковариантными производными [10]. Иначе, как отмечалось выше, уравнение Шредингера не сохраняет инвариантность при фазовом превращении. Ковариантные производные можно ввести, вводя дополнительные члены к частным производным по времени и по пространству [9]:

$$D \equiv \nabla - iqA, \tag{1.1}$$

$$D^0 \equiv \frac{\partial}{\partial t} + iq\phi, \tag{1.2}$$

где A и ϕ — дополнительные члены к производным по времени и по пространству; q — электрический заряд частицы. Для сохранения инвариантности уравнения Шредингера необходимо, чтобы компенсационное поле испытывало некоторое преобразование. Ниже будет показано, что это преобразование зависит от фазы, в которой преобразуется волновая функция (обратите внимание, что уравнения (2) содержат одну и ту же функцию χ). Таким образом, для данного фазового преобразования требование калибровочной симметрии особым образом определяет способ взаимодействия частицы с полем. По сути, дополнительные члены, вводимые в уравнения (1), представляют векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля. Комбинация фазового превращения (преобразование поля среды) и соответствующего преобразования компенсационного поля (преобразование калибровочного поля) служит калибровочным преобразованием и может быть записана в следующем виде:

$$\psi' = e^{iq\chi}\psi, \tag{2.1}$$

$$\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\chi, \tag{2.2}$$

$$\phi' = \phi - \frac{\partial\chi}{\partial t}. \tag{2.3}$$

Здесь $\vec{A}$ и ϕ — векторный и скалярный потенциалы поля; ψ — волновая функция. Уравнение (2.1) представляет преобразование поля среды, уравнения (2.2) и (2.3) — преобразование компенсационного поля.

Сравнивая электродинамику и физическую мезомеханику, полезно уделить некоторое время обсуждению смысла фазового превращения [11]. Пусть волновой пакет, описывающий волновую функцию заряженной частицы, распространяется по пространству и/или по времени. Пространственная часть волновой функции, представляющая состояния до и после преобразования, имеет вид:

$$\psi(r - \delta) = U_r(\delta)\psi(r). \tag{3}$$

При бесконечно малом смещении левую часть уравнения (3) можно разложить в ряд Тейлора:

$$\psi(r - \delta) = \psi(x, y, z) - \delta\frac{\partial}{\partial x}\psi(x, y, z) + \\ + \frac{\delta^2}{2!}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi(x, y, z)\ldots . \tag{4}$$

Правую часть уравнения (4) можно представить в виде $e^{-\delta(\partial/\partial x)}$. Распространяя это выражение на трехмерный случай, преобразование (3) можно записать следующим образом:

$$U_r(\delta) = e^{-\delta\nabla}\psi(r). \tag{5}$$

Другая сложность заключается в том, что переменная поля среды ψ удовлетворяет уравнению Шредингера. Однако существует ли любое другое эквивалентное уравнение, которому удовлетворяют переменные компенсационного поля? Ответ на этот вопрос положительный, и это уравнение можно вывести, используя принцип наименьшего действия. Так же, как уравнение движения можно вывести, постулируя, что при изменении состояния в ходе превращения вариации должны равняться нулю, получим основное уравнение, которому удовлетворяет переменная компенсационного поля. После некоторых математических преобразований уравнение можно записать в следующей форме (и эта форма будет ни чем иным, как хорошо известным уравнением Максвелла):

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_e}, \tag{6.1}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{6.2}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \varepsilon_e \mu_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_e \vec{j}, \tag{6.3}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \tag{6.4}$$

Здесь $\vec{E}$ — электрическое поле; ρ — плотность заряда; ε_e и μ_e — электрическая и магнитная проводимость среды; $\vec{B}$ — магнитное поле; $\vec{j}$ — плотность тока.

3. Эквивалентная картина в физической мезомеханике

Рассмотрим эквивалентную картину при деформации. Калибровочное поле, обусловленное динамикой пластической деформации, первоначально было получено в связи с общим преобразованием GL(R, 3) [1–3], которое, по сути, является неабелевым преобразованием в отличие от фазового преобразования $U(1)$ в электродинамике. Однако после суммирования по всем групповым индексам, основное уравнение можно записать в той же форме, что и уравнение Максвелла [1–5].

Рассмотрим преобразование поля среды. Для простоты будем использовать двумерную модель, однако эта модель может быть расширена до трехмерного случая, используя те же самые рассуждения. Будем считать, что на рис. 1 точка $P(x, y)$ и другая точка $Q(x+\eta^1, y+\eta^2)$ в окрестности P смещаются за единицу времени в точки P' и Q' соответственно. Радиус-векторы, соответствующие этому преобразованию, можно записать как:

$$\overrightarrow{OP}' = \overrightarrow{OP} + \vec{V}(x, y), \tag{7.1}$$

$$\overrightarrow{OQ}' = \overrightarrow{OQ} + \vec{V}(x+\eta^1, y+\eta^2). \tag{7.2}$$

Здесь $\vec{V}$ — вектор смещения за единицу времени; η^1 и η^2 — x- и y-компоненты вектора $\overrightarrow{PQ}$. Вычитая уравнение (7.1) из уравнения (7.2), можно определить этот вектор до и после преобразования:

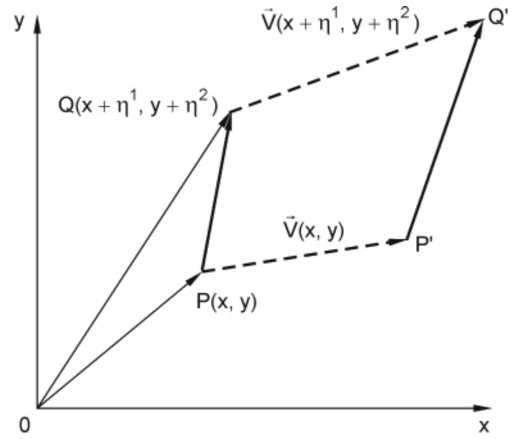

Рис. 1. Изменение длины линейного элемента как линейное преобразование

$$\overrightarrow{PQ}' = \overrightarrow{PQ} + [\vec{V}(x+\eta^1, y+\eta^2) - \vec{V}(x, y)].$$

Выражая разность в скобках в правой части уравнения через пространственные производные первого порядка $\vec{V}$ и обозначая векторы $\overrightarrow{PQ}$ и $\overrightarrow{PQ}'$ как (η^1, η^2) и (η'^1, η'^2) соответственно, преобразование можно выразить как

$$\begin{bmatrix} \eta'^1 \\ \eta'^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \eta^1 \\ \eta^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \dfrac{\partial u}{\partial x} & \dfrac{\partial u}{\partial y} \\ \dfrac{\partial v}{\partial x} & \dfrac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta^1 \\ \eta^2 \end{bmatrix}, \tag{8.1}$$

или в более удобной форме:

$$\vec{\eta}' = U\vec{\eta}, \tag{8.2}$$

$$U = I + \beta, \tag{8.3}$$

где I — единичная матрица; β — матрица, известная как матрица дисторсии:

$$\beta = \begin{bmatrix} \dfrac{\partial u}{\partial x} & \dfrac{\partial u}{\partial y} \\ \dfrac{\partial v}{\partial x} & \dfrac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}, \tag{9}$$

где u и v — x- и y-компоненты вектора $\vec{V}$. Рассматривая компоненты матрицы дисторсии как члены первого порядка разложения $V(x+\eta^1, y+\eta^2) - V(x, y)$ в бесконечный ряд, т.е.

$$\beta_{11} \Rightarrow (\partial u/\partial x)\eta^1 + (\partial^2 u/\partial x^2)(\eta^1)^2/2! + \ldots,$$

матрицу преобразования U в уравнении (8.2) можно рассматривать как член первого порядка степенного выражения, эквивалентного уравнению (5). Учитывая, что преобразование (5) представляет смещение в квантовой динамике, а уравнение (8.2) представляет смещение в классической динамике, можно рассматривать преобразование U как фазовое превращение [1–4].

Чтобы объяснить физический смысл этих преобразований, рассмотрим три случая.

Случай 1. Вектор смещения $\vec{V}$ — константа

В этом случае все точки среды смещаются на одну и ту же величину. Очевидно, что эта ситуация представляет движение жесткого тела. Матрица β в уравнении (8.3) нулевая, т.к. все производные в уравнении (9) равны нулю, деформация отсутствует.

Случай 2. Вектор смещения $\vec{V}$ — переменная величина, матрица дисторсии β — константа

В этом случае среда явно деформируется, поскольку различные точки среды смещаются на разное расстояние. Матрицу дисторсии β удобно разбить на симметричную ε и антисимметричную ω части:

$$\beta = \varepsilon + \omega, \tag{10.1}$$

где

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \dfrac{\partial u}{\partial x} & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial y}\right) \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial y}\right) & \dfrac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}, \tag{10.2}$$

$$\omega = \begin{bmatrix} 0 & -\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} - \dfrac{\partial u}{\partial y}\right) \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} - \dfrac{\partial u}{\partial y}\right) & 0 \end{bmatrix}. \tag{10.3}$$

Уравнения (10) являются широко известными выражениями теории упругости, где $\dfrac{\partial u}{\partial x}$, $\dfrac{\partial v}{\partial y}$, $\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial y}\right)$ и $\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} - \dfrac{\partial u}{\partial y}\right)$ обычно обозначаются как ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{xy} и ω_z и соответствуют нормальной деформации в $x(y)$-направлении, деформации сдвига и повороту соответственно. В случае 2 все эти параметры — константы. С позиций калибровочной теории это соответствует глобальному преобразованию, где параметры, представляющие матрицу преобразования, не зависят от пространственных координат и времени. Необходимо отметить, что второй член правой части уравнения (10.1) описывается единственным параметром ω. Поскольку этот член описывает вращение, а ω — константа, мы имеем ситуацию, при которой вращение всей среды одинаковое, т.е. данный случай соответствует вращению твердого тела.

Случай 3. Матрица дисторсии β зависит от пространственных координат

Это случай, который физическая мезомеханика определяет как пластическую деформацию. Существуют два важных отличия от случая 2. Во-первых, параметры ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{xy} и ω_z не являются пространственно независимыми. Следовательно, при деформации вращение становится существенным, т.е. деформация имеет ротационную моду [1–4]. Во-вторых, поскольку производные первого порядка ($\dfrac{\partial u}{\partial x}, \dfrac{\partial u}{\partial y}$ и т.д.) зависят от пространственных координат, возникает необходимость ввести ковариантные производные, как в уравнении (1). Используя вариационный метод и другие математические методы, как и в электродинамике, можно получить уравнения, соответствующие уравнениям Максвелла. После суммирования по групповым индексам можно записать полевые уравнения в следующем виде:

$$\nabla \cdot \vec{V} = j^0, \tag{11.1}$$

$$\nabla \times \vec{V} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t}, \tag{11.2}$$

$$\nabla \times \vec{\omega} = -\varepsilon_{\mathrm{p}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \vec{j}/\mu_{\mathrm{p}}. \tag{11.3}$$

$$\nabla \cdot \vec{\omega} = 0. \tag{11.4}$$

Рисунок 2 наглядно представляет описанную ситуацию, где каждый элемент испытывает деформацию, соответствующую постоянным параметрам, а деформация всего тела описывается пространственной зависимостью этих параметров. Такой элемент называется структурным элементом деформации [1–4]. Важно отметить, что структурный элемент деформации не имеет ничего общего с физической размерностью (размером). Суть в том, что динамику в заданном структурном элементе деформации можно описать одинаковыми ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{xy} и ω_z. Это ключ к применимости физической мезомеханики независимо от масштаба, включая нано- и микроуровень.

Интересно отметить, что в теории упругости используются постоянные ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{xy} и ω_z и, следовательно, описывается динамика отдельного структурного элемента деформации (случай 2). С этой точки зрения и по аналогии с гравитационным полем теория упругости соответствует специальной теории относительности, а физическая мезомеханика соответствует общей теории относительности, так же как Утияма [12] объясняет теорию гравитации на основе той же самой идеи.

4. Закон Ленца и волновые характеристики

Уравнения (6) и (11) приводят к волновым решениям, известным как электромагнитные волны и волны пластической деформации соответственно [2, 3, 6, 7]. Волновое решение, по сути, является устойчивым решением, где временные и пространственные переменные взаимно компенсируются за счет противоположных зна-

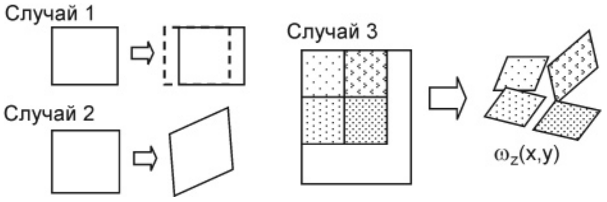

Рис. 2. Графическое представление преобразования, описывающего деформацию в трех различных условиях

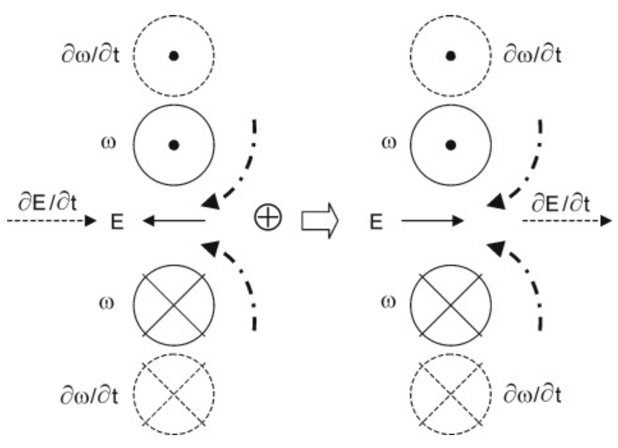

Рис. 3. Закон Фарадея–Ленца. Штриховые линии соответствуют $\partial\omega/\partial t$, штрихпунктирные — индуцированным электрическим полям. Сплошные линии — начальное электрическое поле, генерируемое положительным ионом, штриховые линии — изменение во времени электрического поля при движении иона

ков вторых производных по времени и пространству в волновом уравнении. С физической точки зрения эта устойчивость связывается с законом Ленца. Для дальнейшего анализа вначале рассмотрим случай в электродинамике, известный как закон Фарадея–Ленца. Представим, что положительный ион начинает двигаться вправо под действием некоторого внешнего фактора. Это вызывает течение тока смещения. Согласно уравнению (6.3) ток смещения генерирует магнитное поле следующим образом (рис. 3). Перед положительным ионом в некоторой точке на его пути направленное вправо электрическое поле возрастает при приближении иона. Таким образом, ток смещения $\partial E/\partial t$ направлен вправо, или в том же направлении, что и E. Следовательно, магнитное поле индуцируется таким образом, что оно входит в плоскость страницы ниже пути иона и выходит из плоскости страницы выше пути. До начала движения иона в этой точке магнитное поле отсутствует. Таким образом, в результате движения иона $\partial\omega/\partial t$ входит в плоскость страницы ниже пути и выходит из плоскости страницы выше пути, или направление $\partial\omega/\partial t$ совпадает с направлением ω. Согласно уравнению (6.2) это временное изменение магнитного поля индуцирует направленное влево электрическое поле на пути положительного иона (см. правую часть рис. 3). Очевидно, это электрическое поле противодействует начальному движению иона. В точке за положительным ионом, где электрическое поле за счет движения иона направлено влево, ситуация аналогична. При удалении иона от этой точки, электрическое поле ослабевает, следовательно, направления $\partial E/\partial t$ и E противоположны и ток смещения течет направо. Таким образом, индуцированное магнитное поле и его временное изменение те же, что и перед ионом. Следовательно, возникает электрическое поле, направленное навстречу начальному движению иона.

Эквивалентную картину можно получить в физической мезомеханике. Представим себе, что некоторый структурный элемент деформации вращается по часовой стрелке под действием внешнего фактора (внешнего вращающего момента). Как показано на рис. 4, это приводит к тому, что скорость на границе с соседом слева направлена наверх, а с соседом справа — вниз. Эта ситуация описывается уравнением (11.2). Поскольку в начальный момент времени скорость на этих границах равна нулю, поле ускорения имеет вид, представленный в правой части рис. 4. Производная $\partial\vec{V}/\partial t$ в первом члене правой части уравнения (11.3) описывает ускорение. Таким образом, согласно уравнению (11.3) (т.е. согласно $\nabla\times\vec{\omega}$), ω индуцируется таким образом, что он входит в плоскость страницы справа от правой пунктирной стрелки и слева от левой пунктирной стрелки и выходит из плоскости страницы слева от правой стрелки и справа от левой стрелки. Очевидно, это вызывает вращение, встречное по отношение к начальному, вызванному внешней силой. Отметим, что поскольку константа среды ε_p имеет размерность плотности (кг/м^3) [13], первый член правой части уравнения (11.3) имеет размерность силы на единичный объем, и обратное действие, описываемое левой частью уравнения (11.3), можно интерпретировать как встречную силу в единичном объеме.

Единственное отличие в случае физической мезомеханики от электродинамики в том, что обратное действие обусловлено отрицательным знаком в уравнении (11.3), а не в уравнении (11.2). С этой точки зрения в физической мезомеханике третье, а не второе уравнение (11) представляет закон Ленца.

Разрушение можно объяснить, используя ту же аргументацию. Эксперименты [7, 14] показывают, что разрушение происходит при затухании волны пластической деформации. Как рассмотрено выше, по сути, волновая характеристика описывает стабильность в динамике, которая поддерживается механизмом компенсации между временными и пространственными вариациями полевых переменных. Следовательно, потеря волновых характеристик в действительности означает потерю стабильности. Материал разрушается, когда динамика, обуславливающая деформацию, становится неустойчивой и вектор смещения $\vec{V}$ монотонно возрастает в одном направлении, приводя к формированию трещины.

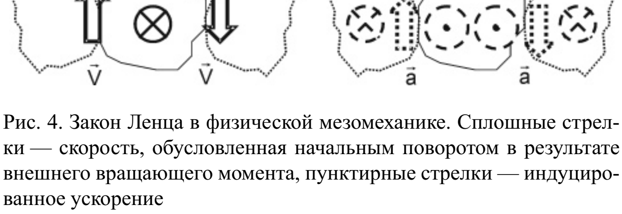

Рис. 4. Закон Ленца в физической мезомеханике. Сплошные стрелки — скорость, обусловленная начальным поворотом в результате внешнего вращающего момента, пунктирные стрелки — индуцированное ускорение

Это объясняет разрушение как заключительную стадию деформации [14]. Согласно закону Ленца можно сказать, что среда утрачивает пространственно-временной компенсационный механизм, она теряет способность сохранять свое состояние как континуальное твердое тело, и это событие и есть разрушение. Интересно отметить, что с этой точки зрения разрушение аналогично электрическому пробою, когда диэлектрическая среда начинает проводить ток и электромагнитная волна затухает [8].

5. Приложение к нано/микромасштабу

В заключение, кратко обсудим применимость физической мезомеханики на нано/микромасштабе. Отметим, что не существует комплексной теории, способной описать многие аспекты свойств материала и взаимодействий на нано/микромасштабных уровнях. Это создает практические проблемы, например, время жизни микросистем намного меньше ожидаемого. Подробный анализ применимости физической мезомеханики к этим масштабным уровням находится вне рамок данной статьи, и здесь хотелось бы затронуть только два вопроса: 1) применим ли теоретический базис физической мезомеханики на нано/микромасштабном уровнях, и 2) зависит ли эта теория от какого-либо макроскопического параметра? Что касается первого вопроса, то физическая мезомеханика основывается на симметрии в физике, которая является масштабно-нечувствительной. Структурный элемент деформации определяется структурой материала. Очевидно, что теоретический базис применим на нано/микромасштабном уровнях без каких-либо модификаций.

Ответ на второй вопрос не столь прост. Базовое уравнение физической мезомеханики (11) содержит две зависимые константы среды: ε_p и μ_p. Параметр ε_p — плотность среды, которую можно на нано/микромасштабе определить так же, как и на макромасштабном уровне [6]. Считается, что второй параметр μ_p связан с жесткостью [6]. Понятие жесткости основано на приближении, в котором сила упругости (сила сжатия пружины) пропорциональна смещению. На макромасштабном уровне, где смещения невелики, это приближение справедливо. Однако для нано/микромасштабного уровней остается неясным, возможно ли использовать данное приближение. И если это возможно, то каков диапазон малых смещений, где приближение справедливо, с учетом размера объектов. Однако, учитывая вероятность того, что сила упругости, тем не менее, является функцией смещений в пределе малых расстояний и эта функция разложима в ряд Тейлора, должен существовать диапазон смещений, для которого справедливо линейное приближение и можно определить жесткость. Необходимо отметить, что итоговое значение μ_p в этом диапазоне может существенно отличаться от макроскопического значения μ_p, и очень важно экспериментально определить жесткость на нано/микроуровне. Также отметим, что для наномасштабных систем ситуация в корне отличается от использования какого-либо статистического параметра, например, коэффициента диффузии, что часто встречается в других теориях, и, по мнению автора данной работы, является некорректным.

6. Заключение

Физическая мезомеханика рассмотрена как полевая теория, аналогичная электродинамике. Вывод основного уравнения, обуславливающего трансляционно-ротационное смещение, аналогичен выводу уравнения Максвелла с учетом калибровочной симметрии, связанной с фазовым преобразованием волновой функции заряженной частицы. Лежащая в основе этого физика рассмотрена с точки зрения закона Ленца. Механизм разрушения деформируемой твердой среды рассматривается как финальная стадия деформации. Кратко рассмотрены вопросы применимости физической мезомеханики к описанию нано/микромасштабных систем.

Литература

1. *Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Елсукова Т.Ф., Иванчин А.Г.* Структурные уровни деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. – 1982. – Т. 25. – № 6. – С. 5–27.
2. *Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Данилов В.И. и др.* Структурные уровни пластической деформации и разрушения / Под ред. В.Е. Панина. – Новосибирск: Наука, 1990. – 255 с.
3. *Физическая* мезомеханика и компьютерное конструирование материалов / Под ред. В.Е. Панина. – Новосибирск: Наука, 1995. – Т. 1. – 298 с., Т. 2. – 320 с.
4. *Панин В.Е.* Физические основы мезомеханики среды со структурой // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35. – № 4. – С. 5–18.
5. *Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Егорушкин В.Е., Бухбиндер И.Л., Кульков С.Н.* Спектр возбужденных состояний и вихревое механическое поле в деформируемом кристалле // Изв. вузов. Физика. – 1987. – Т. 30. – № 1. – С. 34–51.
6. *Йошида С.* Интерпретация мезомеханических характеристик пластической деформации на основе аналогии с теорией электромагнитного поля Максвелла // Физ. мезомех. – 2001. – Т. 4. – № 3. – С. 29–34.
7. *Yoshida S.* Observation of plastic deformation wave in a tensile-loaded aluminum-alloy // Phys. Lett. A. – 1999. – V. 251. – P. 54–60.
8. *Yoshida S.* Consideration on fracture of solid-state materials // Phys. Lett. A. – 2000. – V. 270. – P. 320–325.
9. *Aitchison I.J.R., Hey A.J.G.* Gauge theories in particle physics. – Bristol, Philadelpia: IOP Publishing, Ltd., 1989. – Chap 2.
10. *Kenyon I.R.* General relativity. – Oxford: Oxford Science Publication, 1989. – Chap 6.
11. *Schiff L.I.* Quantum Mechanics. – Tokyo: McGraw Hill, 1968. – Chap 7.
12. *Utiyama R.* Invariant theoretical interpretation of inertia // Phys. Rev. – 1956. – V. 101. – P. 1597–1607.
13. *Йошида С.* Динамика пластической деформации и заряда пластической деформации // Физ. мезомех. – 2003. – Т. 6. – № 4. – С. 37–43.
14. *Panin V.E. et al.*, Method and apparatus for nondestructive testing of the mechanical behavior of objects under loading utilizing wave theory of plastic deformation. – United State Patent, 5,508,801. – 1996.