

СИСТЕМНАЯ МОДЕЛЬ ДВУХКОНТИНУУМНОЙ МЕХАНИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ КАК ОСНОВА ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ И ТЕОРИИ МИРОВОГО ЭФИРА

Л.П. ХОРОШУН

Предложена новая концепция построения теории связанных процессов механики и электродинамики деформируемых сред, в основу которой положена двухконтинуумная механика диэлектриков. Рассмотрены феноменологический и дискретно-структурный методы построения уравнений, преобразующихся в систему связанных уравнений относительно перемещений нейтральных молекул и напряженностей электрического поля. Уравнения удовлетворяют принципу относительности Галилея-Ньютона, описывают продольную электрическую и поперечные электромагнитные диспергирующие волны в движущихся и деформируемых диэлектриках, из них как частный случай следуют уравнения Максвелла. Сформулирована модель мирового эфира как идеально жидкого диэлектрика. Теория, построенная в рамках классической физики без постулатов Эйнштейна, позволяет объяснить опыты Физо, Майкельсона и звездную aberrацию.

В современной механике сплошных сред, а также в ряде разделов физики и ее приложений существенное внимание уделяется изучению взаимосвязанных механических и электромагнитных процессов. Системную основу таких исследований составляют балансовые уравнения механики сплошных сред с учетом пондеромоторных сил [1], уравнения электродинамики Максвелла и совместные уравнения состояния относительно механических и электромагнитных параметров. Неинвариантность уравнений Максвелла относительно преобразований Галилея и отрицательные результаты первых опытов Майкельсона по сравнению с расчетной схемой [2] привели к созданию специальной теории относительности Эйнштейна, согласно которой уравнения взаимосвязанных механических и электромагнитных процессов в общем случае должны формулироваться в релятивистской форме.

В настоящей работе излагается новая системная концепция построения теории взаимосвязанных механических и электромагнитных процессов, в основу которых положены чисто механические представления о двухконтинуумном описании деформирования диэлектриков как смеси попарно связанных в нейтральные взаимодействующие молекулы положительно и отрицательно заряженных частиц. Рассматривается феноменологический метод построения уравнений двухконтинуумной макромеханики диэлектрика, а также дискретно-структурный метод построения уравнений микромеханики попарно квазиупруго связанных положительных и отрицательных зарядов, взаимодействующих по законам Кулона и Леннарда-Джонса, с последующим скользящим пространственным усреднением. Уравнения, построенные двумя методами, совпадают и удовлетворяют принципу относительности Галилея-Ньютона.

Исходя из определения вектора поляризации и его линейной зависимости от вектора напряженности электрического поля, уравнения двухконтинуумной механики диэлектрика преобразуются в систему связанных уравнений относительно перемещений нейтральных молекул и напряженностей электрического поля. Уравнения удовлетворяют принципу относительности Галилея-Ньютона, описывают продольную электрическую и поперечные электромагнитные диспергирующие волны в движущихся и деформируемых диэлектриках, из них как частный случай следуют уравнения Максвелла.

На основе построенных уравнений формулируется модель мирового эфира как идеально жидкого диэлектрика, в котором свободно движутся небесные тела и распространяются поперечные электромагнитные волны в виде поперечных взаимных смещений зарядов нейтральных частиц. Двухконтинуумная теория диэлектриков, вытекающие из нее уравнения электродинамики и модель мирового эфира позволяют объяснить фундаментальные опыты Физо, Майкельсона и явление звездной аберрации.

Уравнения двухконтинуумной макромеханики диэлектриков. Рассмотрим элементарный макрообъем диэлектрика, представляющего собой совокупность взаимодействующих нейтральных молекул, каждая из которых состоит из двух частей — носителей положительного (ядра) и отрицательного (электроны) зарядов или просто зарядов. В начальном состоянии плотности носителей положительных n_{10} и отрицательных n_{20} зарядов совпадают и равны числу молекул N в единице макрообъема, т.е. $n_{10} = n_{20} = N$. Текущие значения плотностей носителей зарядов n_1, n_2 удовлетворяют [3] уравнениям баланса

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + (n_1 \dot{u}_i^1)_{,i} = 0, \quad \frac{\partial n_2}{\partial t} + (n_2 \dot{u}_i^2)_{,i} = 0, \quad (1)$$

где \dot{u}_i^1, \dot{u}_i^2 — векторы скоростей соответственно положительных и отрицательных зарядов, относящиеся к элементарному макрообъему, точка сверху обозначает субстанциональную производную по времени

$$\dot{u}_i^1 \equiv \frac{du_i^1}{dt} = \frac{\partial u_i^1}{\partial t} + u_{i,n}^1 \dot{u}_n^1, \quad \dot{u}_i^2 \equiv \frac{du_i^2}{dt} = \frac{\partial u_i^2}{\partial t} + u_{i,n}^2 \dot{u}_n^2. \quad (2)$$

Умножая уравнения (1) соответственно на массы положительного и отрицательного зарядов m_1, m_2 , получаем уравнения сохранения массы

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\rho_1 \dot{u}_i^1)_{,i} = 0, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + (\rho_2 \dot{u}_i^2)_{,i} = 0, \quad (3)$$

где $\rho_1 = n_1 m_1; \rho_2 = n_2 m_2$ — плотности массы соответственно положительных и отрицательных зарядов.

По аналогии с теорией механических смесей [4 – 6] введем парциальные напряжения $\sigma_{ij}^1, \sigma_{ij}^2$ как составляющие равнодействующей сил, действующих соответственно на положительные и отрицательные заряды площадки диэлектрика, отнесенные к размеру площадки. Тогда уравнения

сохранения импульса положительных и отрицательных зарядов, отнесенные к элементарному макрообъему диэлектрика, можно представить в виде

$$\begin{aligned}\rho_1 \ddot{u}_i^1 &= \sigma_{ij,j}^1 + R_i + F_i^1, \\ \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \sigma_{ij,j}^2 - R_i + F_i^2,\end{aligned}\quad (4)$$

где R_i — результирующая сила взаимодействия между положительными и отрицательными зарядами, отнесенная к элементарному макрообъему; F_i^1, F_i^2 — внешние объемные силы, действующие на соответствующие заряды; \dot{u}_i^1, \dot{u}_i^2 — субстанциональные производные по времени от скоростей

$$\dot{u}_i^1 \equiv \frac{d_1 \dot{u}_i^1}{dt} = \frac{\partial \dot{u}_i^1}{\partial t} + \dot{u}_{i,n}^1 \dot{u}_n^1, \quad \dot{u}_i^2 \equiv \frac{d_2 \dot{u}_i^2}{dt} = \frac{\partial \dot{u}_i^2}{\partial t} + \dot{u}_{i,n}^2 \dot{u}_n^2. \quad (5)$$

Для замыкания уравнений (3), (4) необходимо дополнительно сформулировать уравнения состояния, связывающие динамические и кинематические параметры. В случае линейной задачи по аналогии с теорией упругих механических смесей [7] принимаем

$$\begin{aligned}\sigma_{ij}^1 &= l_{ijmn}^{11} \varepsilon_{mn}^1 + l_{ijmn}^{12} \varepsilon_{mn}^2, \\ \sigma_{ij}^2 &= l_{ijmn}^{21} \varepsilon_{mn}^1 + l_{ijmn}^{22} \varepsilon_{mn}^2, \\ R_i &= -\kappa_{ij} (u_j^1 - u_j^2) + R_{ijmn}^1 \varepsilon_{mn,j}^1 + R_{ijmn}^2 \varepsilon_{mn,j}^2,\end{aligned}\quad (6)$$

где

$$\varepsilon_{mn}^k = u_{(m,n)}^k \equiv \frac{1}{2} (u_{m,n}^k + u_{n,m}^k), \quad (k = 1, 2), \quad (7)$$

причем материальные тензоры κ_{ij} , l_{ijmn}^{kv} , R_{ijmn}^k считаем симметричными относительно индексов i, j и m, n . Подставляя (6), (7) в (4), получаем замкнутую систему уравнений для перемещений положительных и отрицательных зарядов

$$\begin{aligned}\rho_1 \ddot{u}_i^1 &= \lambda_{ijmn}^{11} u_{m,nj}^1 + \lambda_{ijmn}^{12} u_{m,nj}^2 - \kappa_{ij} (u_j^1 - u_j^2) + F_i^1, \\ \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \lambda_{ijmn}^{21} u_{m,nj}^1 + \lambda_{ijmn}^{22} u_{m,nj}^2 + \kappa_{ij} (u_j^1 - u_j^2) + F_i^2,\end{aligned}\quad (8)$$

где

$$\lambda_{ijmn}^{kv} = l_{ijmn}^{kv} - (-1)^k R_{ijmn}^v, \quad (k, v = 1, 2).$$

Введем замену

$$u_i = \frac{1}{2} (u_i^1 + u_i^2), \quad u_i' = \frac{1}{2} (u_i^1 - u_i^2), \quad (9)$$

а также сложим уравнения (8) и вычтем второе из первого. В результате приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned} \rho_1 \ddot{u}_i^1 + \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \lambda_{ijmn}^* u_{m,nj} + \bar{\lambda}_{ijmn} u'_{m,nj} + F_i, \\ \rho_1 \ddot{u}_i^1 - \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \bar{\bar{\lambda}}_{ijmn} u_{m,nj} + \lambda_{ijmn} u'_{m,nj} - 4\kappa_{ij} u'_j + F'_i, \end{aligned} \quad (10)$$

где левые части, согласно (2), (5), (9), представляются формулами

$$\begin{aligned} \rho_1 \ddot{u}_i^1 + \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \rho \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{u}_n + \dot{u}'_{i,n} \dot{u}'_n \right) + \rho' \left(\frac{\partial \dot{u}'_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{u}'_n + \dot{u}'_{i,n} \dot{u}_n \right), \\ \rho_1 \ddot{u}_i^1 - \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \rho' \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{u}_n + \dot{u}'_{i,n} \dot{u}'_n \right) + \rho \left(\frac{\partial \dot{u}'_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{u}'_n + \dot{u}'_{i,n} \dot{u}_n \right), \\ \dot{u}_i &= \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_{i,n} \dot{u}_n + u'_{i,n} \dot{u}'_n, \quad \dot{u}'_i = \frac{\partial u'_i}{\partial t} + u_{i,n} \dot{u}'_n + u'_{i,n} \dot{u}_n \end{aligned} \quad (11)$$

и введем обозначения

$$\begin{aligned} \lambda_{ijmn}^* &= \lambda_{ijmn}^{11} + \lambda_{ijmn}^{21} + \lambda_{ijmn}^{12} + \lambda_{ijmn}^{22}, \quad \bar{\lambda}_{ijmn} = \lambda_{ijmn}^{11} + \lambda_{ijmn}^{21} - \lambda_{ijmn}^{12} - \lambda_{ijmn}^{22}, \\ \bar{\bar{\lambda}}_{ijmn} &= \lambda_{ijmn}^{11} + \lambda_{ijmn}^{12} - \lambda_{ijmn}^{21} - \lambda_{ijmn}^{22}, \quad \lambda_{ijmn} = \lambda_{ijmn}^{11} + \lambda_{ijmn}^{22} - \lambda_{ijmn}^{12} - \lambda_{ijmn}^{21}, \\ \rho &= \rho_1 + \rho_2, \quad \rho' = \rho_1 - \rho_2, \quad F_i = F_i^1 + F_i^2, \quad F'_i = F_i^1 - F_i^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Для изотропных диэлектриков материальные тензоры, входящие в (10), представляются формулами

$$\begin{aligned} \lambda_{ijmn}^* &= \lambda^* \delta_{ij} \delta_{mn} + 2\mu^* I_{ijmn}, \quad \bar{\lambda}_{ijmn} = \bar{\lambda} \delta_{ij} \delta_{mn} + 2\bar{\mu} I_{ijmn}, \\ \bar{\bar{\lambda}}_{ijmn} &= \bar{\bar{\lambda}} \delta_{ij} \delta_{mn} + 2\bar{\bar{\mu}} I_{ijmn}, \quad \lambda_{ijmn} = \lambda \delta_{ij} \delta_{mn} + 2\mu I_{ijmn}, \quad \kappa_{ij} = \kappa \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (13)$$

где λ^* , μ^* , $\bar{\lambda}$, $\bar{\mu}$, $\bar{\bar{\lambda}}$, $\bar{\bar{\mu}}$, λ , μ , κ — постоянные материала; δ_{ij} , I_{ijmn} — единичные тензоры. Тогда уравнения (10) принимают вид

$$\begin{aligned} \rho_1 \ddot{u}_i^1 + \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \mu^* u_{i,rr} + (\lambda^* + \mu^*) u_{r,ri} + \bar{\mu} u'_{i,rr} + (\bar{\lambda} + \bar{\mu}) u'_{r,ri} + F_i, \\ \rho_1 \ddot{u}_i^1 - \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \bar{\bar{\mu}} u_{i,rr} + (\bar{\bar{\lambda}} + \bar{\bar{\mu}}) u_{r,ri} + \mu u'_{i,rr} + (\lambda + \mu) u'_{r,ri} - 4\kappa u'_i + F'_i, \end{aligned} \quad (14)$$

где левые части определяются выражениями (11).

Уравнения (10), (14) описывают связанные динамические поля макроскопических перемещений нейтральных молекул u_i и взаимных смещений u'_i положительных и отрицательных зарядов. При $u'_i = 0$ первые уравнения

из (10), (14) представляют собой классические уравнения макромеханики деформируемого диэлектрика с эффективными упругими модулями λ_{ijmn}^* , λ^* , μ^* . Очевидно, что при $\mu^* = 0$ уравнения (14) описывают связанные процессы макроскопических перемещений нейтральных молекул и взаимных смещений зарядов в идеально жидком диэлектрике.

Уравнения микромеханики диэлектриков. Пусть элементарный макрообъем неполярного диэлектрика состоит из N нейтральных молекул, центры масс положительного и отрицательного зарядов которых совпадают в начальный момент и имеют начальные координаты $a_i^{(k)}$ ($i = 1, 2, 3; k = 1, 2, \dots, N$). При воздействии внешних механических и электрических сил происходит перемещение нейтральных молекул и взаимное смещение их зарядов, поэтому текущее положение центров масс положительного и отрицательного зарядов k -молекулы определяется соответственно координатами

$$x_i^{(k)1} = a_i^{(k)} + u_i^{(k)1}, \quad x_i^{(k)2} = a_i^{(k)} + u_i^{(k)2}, \quad (15)$$

где $u_i^{(k)1}$, $u_i^{(k)2}$ — перемещения центров масс соответствующих зарядов k -молекулы. При этом тепловыми флуктуациями перемещений зарядов и тепловым расширением пренебрегаем.

Уравнения движения зарядов k -молекулы можно представить в виде

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{x}_i^{(k)1} &= f_i^{(k_1, k_2)} + \sum_{\nu} \left(f_i^{(k_1, \nu_1)} + f_i^{(k_1, \nu_2)} \right) + F_i^{(k)1}, \\ m_2 \ddot{x}_i^{(k)2} &= f_i^{(k_2, k_1)} + \sum_{\nu} \left(f_i^{(k_2, \nu_1)} + f_i^{(k_2, \nu_2)} \right) + F_i^{(k)2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $f_i^{(k_{\alpha}, k_{\beta})}$ — сила взаимодействия между α -зарядом k -молекулы и β -зарядом ν -молекулы ($k, \nu = 1, 2, \dots, N; \alpha, \beta = 1, 2$); $F_i^{(k)1}$, $F_i^{(k)2}$ — внешние силы, действующие на заряды k -молекулы (суммирование ведется по всем молекулам $\nu \neq k$).

Силы взаимодействия между зарядами принимаем центральными, но они различаются характером взаимодействия. Между зарядами одной и той же молекулы действует квазиупругая сила, пропорциональная расстоянию между центрами масс зарядов [8], т.е. их относительному смещению. Между зарядами различных молекул действуют кулоновские силы, если они удалены друг от друга более чем на 10^{-14} см. Основную же роль должны играть силы, которые в сумме образуют связи между нейтральными молекулами. Это, как известно [9], могут быть ван-дер-ваальсова, ионная, ковалентная, водородная связи и их комбинации. Исходя из сказанного, силы взаимодействия запишем так:

$$f_i^{(k_1, k_2)} = \psi(r_{k_1 k_2}) n_i^{k_1 k_2}, \quad f_i^{(k_{\alpha}, \nu_{\beta})} = \varphi_{\alpha\beta}(r_{k_{\alpha} \nu_{\beta}}) n_i^{k_{\alpha} \nu_{\beta}}, \quad (17)$$

где $r_{k_1k_2}$, $n_i^{k_1k_2}$ – соответственно расстояние между центрами масс зарядов k -молекулы и единичный вектор направления силы; $r_{k_{\alpha\nu\beta}}$, $n_i^{k_{\alpha\nu\beta}}$ — соответственно расстояние между центрами масс α -заряда k -молекулы и β -заряда ν -молекулы, а также единичный вектор направления силы, т.е.

$$\begin{aligned} r_{k_1k_2}^2 &= (x_p^{(k)2} - x_p^{(k)1})(x_p^{(k)2} - x_p^{(k)1}), & n_i^{k_1k_2} &= \frac{x_i^{(k)2} - x_i^{(k)1}}{r_{k_1k_2}}, \\ r_{k_{\alpha\nu\beta}}^2 &= (x_p^{(\nu)\beta} - x_p^{(k)\alpha})(x_p^{(\nu)\beta} - x_p^{(k)\alpha}), & n_i^{k_{\alpha\nu\beta}} &= \frac{x_i^{(\nu)\beta} - x_i^{(k)\alpha}}{r_{k_{\alpha\nu\beta}}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставляя (15) в (18), получаем

$$\begin{aligned} r_{k_1k_2} &= \sqrt{(u_p^{(k)2} - u_p^{(k)1})(u_p^{(k)2} - u_p^{(k)1})}, & n_i^{k_1k_2} &= \frac{u_i^{(k)2} - u_i^{(k)1}}{r_{k_1k_2}}, \\ r_{k_{\alpha\nu\beta}} &= \rho_{k\nu} + \gamma_i^{k\nu} (u_i^{(\nu)\beta} - u_i^{(k)\alpha}), & \rho_{k\nu}^2 &= (a_p^{(\nu)} - a_p^{(k)})(a_p^{(\nu)} - a_p^{(k)}), \\ \gamma_i^{k\nu} &= \frac{a_i^{(\nu)} - a_i^{(k)}}{\rho_{k\nu}}, & n_i^{k_{\alpha\nu\beta}} &= \gamma_i^{k\nu} + \frac{1}{\rho_{k\nu}} (\delta_{ij} - \gamma_i^{k\nu} \gamma_j^{k\nu}) (u_j^{(\nu)\beta} - u_j^{(k)\alpha}), \end{aligned} \quad (19)$$

где $r_{k_{\alpha\nu\beta}}$, $n_i^{k_{\alpha\nu\beta}}$ вычислены в линейном приближении относительно $u_i^{(k)\alpha}$, $u_i^{(\nu)\beta}$.

Исходя из линейного закона зависимости квазиупругой силы [8] от расстояния между центрами масс зарядов одной молекулы

$$\psi(r_{k_1k_2}) = br_{k_1k_2}, \quad (20)$$

где b — коэффициент пропорциональности, и соотношений (17)–(19), находим

$$f_i^{(k_1k_2)} = -b(u_i^{(k)1} - u_i^{(k)2}). \quad (21)$$

На основе (15–21) получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих в переменных Лагранжа движение положительных и отрицательных зарядов дискретной системы молекул

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{u}_i^{(k)1} &= \sum_{\nu} \left\{ [\varphi_{11}(\rho_{k\nu}) + \varphi_{12}(\rho_{k\nu})] \gamma_i^{k\nu} + \left[\frac{1}{\rho_{k\nu}} \varphi_{11}(\rho_{k\nu}) (\delta_{ij} - \gamma_i^{k\nu} \gamma_j^{k\nu}) + \right. \right. \\ &+ \varphi'_{11}(\rho_{k\nu}) \gamma_i^{k\nu} \gamma_j^{k\nu} \left. \right] (u_j^{(\nu)1} - u_j^{(k)1}) + \left[\frac{1}{\rho_{k\nu}} \varphi_{12}(\rho_{k\nu}) (\delta_{ij} - \gamma_i^{k\nu} \gamma_j^{k\nu}) + \right. \\ &\left. \left. + \varphi'_{12}(\rho_{k\nu}) \gamma_i^{k\nu} \gamma_j^{k\nu} \right] (u_j^{(\nu)2} - u_j^{(k)1}) \right\} - b(u_i^{(k)1} - u_i^{(k)2}) + F_i^{(k)1}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned}
m_2 \ddot{u}_i^{(k)2} = & \sum'_v \left\{ [\varphi_{21}(\rho_{kv}) + \varphi_{22}(\rho_{kv})] \gamma_i^{kv} + \left[\frac{1}{\rho_{kv}} \varphi_{21}(\rho_{kv}) (\delta_{ij} - \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv}) + \right. \right. \\
& + \varphi'_{21}(\rho_{kv}) \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv} \left. \right] (u_j^{(v)1} - u_j^{(k)2}) + \left[\frac{1}{\rho_{kv}} \varphi_{22}(\rho_{kv}) (\delta_{ij} - \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv}) + \right. \\
& \left. \left. + \varphi'_{22}(\rho_{kv}) \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv} \right] (u_j^{(v)2} - u_j^{(k)2}) \right\} + b(u_i^{(k)1} - u_i^{(k)2}) + F_i^{(k)2}.
\end{aligned}$$

Перейти к континуальному описанию можно путем сглаживания дискретных значений изучаемых величин методом скользящего пространственного усреднения по некоторой ячейке области [11]. Минимальная погрешность сглаживания достигается при минимально возможном размере ячейки, т.е. при условии, что скользящая ячейка содержит один заряд одного знака. Разности перемещений зарядов соседних молекул заменим производными по координатам. Для этого, исходя из условия близкодействия сил [8], принимаем, что k -молекула взаимодействует только с ближайшими окружающими ее v -молекулами. Тогда перемещения зарядов v -молекул представляются разложениями

$$\begin{aligned}
u_j^{(v)1} &= u_j^{(k)1} + u_{j,m}^{(k)1} \rho_{kv} \gamma_m^{kv} + \frac{1}{2!} u_{j,mn}^{(k)1} \rho_{kv}^2 \gamma_m^{kv} \gamma_n^{kv}, \\
u_j^{(v)2} &= u_j^{(k)2} + u_{j,m}^{(k)2} \rho_{kv} \gamma_m^{kv} + \frac{1}{2!} u_{j,mn}^{(k)2} \rho_{kv}^2 \gamma_m^{kv} \gamma_n^{kv},
\end{aligned} \quad (23)$$

где учитываются производные не выше второго порядка.

Подставим (23) в уравнения (22) и усредним их по ячейкам с минимальными объемами соответственно $v_{\rho 1} = \frac{1}{n_1}$, $v_{\rho 2} = \frac{1}{n_2}$, относя перемещения зарядов k -молекулы к точке пространства x_i . В результате приходим к двухконтинуумным уравнениям в переменных Эйлера

$$\begin{aligned}
\rho_1 \ddot{u}_i^1 &= \mu_{ijmn}^{11} u_{j,mn}^1 + \mu_{ijmn}^{12} u_{j,mn}^2 - \kappa_{ij} (u_j^1 - u_j^2) + F_i^1, \\
\rho_1 \ddot{u}_i^2 &= \mu_{ijmn}^{21} u_{j,mn}^1 + \mu_{ijmn}^{22} u_{j,mn}^2 + \kappa_{ij} (u_j^1 - u_j^2) + F_i^2,
\end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned}
\mu_{ijmn}^{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} N \sum'_v \rho_{kv} \left\{ \varphi_{\alpha\beta}(\rho_{kv}) \gamma_m^{kv} \gamma_n^{kv} \delta_{ij} + \right. \\
& \left. + [\rho_{kv} \varphi'_{\alpha\beta}(\rho_{kv}) - \varphi_{\alpha\beta}(\rho_{kv})] \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv} \gamma_m^{kv} \gamma_n^{kv} \right\}, \\
\kappa_{ij} &= Nb \delta_{ij} + N \sum'_v \left\{ \frac{1}{\rho_{kv}} \varphi_{12}(\rho_{kv}) \delta_{ij} + \left[\varphi'_{12}(\rho_{kv}) - \frac{1}{\rho_{kv}} \varphi_{12}(\rho_{kv}) \right] \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv} \right\},
\end{aligned}$$

$$\varphi_{12}(\rho_{kv}) = \varphi_{21}(\rho_{kv}), \quad F_i^\alpha = n_\alpha F_i^{(k)\alpha}, \quad (25)$$

а субстанциональные производные по времени определяются равенствами (2), (5). При этом коэффициенты $\mu_{ijmn}^{\alpha\beta}$, κ_{ij} вычислялись по начальным плотностям зарядов $N = n_{10} = n_{20}$, что обеспечивает их симметрию и линейность правых частей уравнений (24). Расположение ν -молекул по отношению к k -молекуле принимается центрально-симметричным, поэтому суммы слагаемых с нечетным числом множителей γ_i^{kv} равны нулю.

В случае изотропной структуры диэлектрика ближайшие ν -молекулы, окружающие k -молекулу, расположены достаточно равномерно в сферическом слое радиуса $\rho_{kv} = a$, а суммирование произведений направляющих косинусов можно заменить интегрированием по телесному углу

$$\gamma_{ij\dots p} = \sum_\nu \gamma_i^{kv} \gamma_j^{kv} \dots \gamma_p^{kv} = \int_\omega \gamma_i \gamma_j \dots \gamma_p d\omega. \quad (26)$$

Тогда, учитывая соотношения

$$\gamma_{ij} = \frac{4\pi}{3} \delta_{ij}, \quad \gamma_{ijmn} = \frac{4\pi}{15} \delta_{ijmn} = \frac{4\pi}{15} (\delta_{ij} \delta_{mn} + 2I_{ijmn}),$$

из (25) получаем

$$\begin{aligned} \mu_{ijmn}^{\alpha\beta} &= \mu_{\alpha\beta} \delta_{ij} \delta_{mn} + (\lambda_{\alpha\beta} + \mu_{\alpha\beta}) I_{ijmn}, \quad \kappa_{ij} = \kappa \delta_{ij}, \\ \mu_{\alpha\beta} &= \frac{2\pi Na}{15} [a\varphi'_{\alpha\beta}(a) + 4\varphi_{\alpha\beta}(a)], \quad \lambda_{\alpha\beta} = \frac{2\pi Na}{15} [a\varphi'_{\alpha\beta}(a) - 6\varphi_{\alpha\beta}(a)], \\ \kappa &= N \left[b + \frac{4\pi}{3} \varphi'_{12}(a) + \left(1 - \frac{4\pi}{3}\right) \frac{1}{a} \varphi_{12}(a) \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Подставляя (27) в (24) и вводя замену (9), приходим к уравнениям

$$\begin{aligned} \rho_1 \ddot{u}_i^1 + \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \mu^* u_{i,rr} + (\lambda^* + \mu^*) u_{r,ri} + \bar{\mu} u'_{i,rr} + (\bar{\lambda} + \bar{\mu}) u'_{r,ri} + F_i, \\ \rho_1 \ddot{u}_i^1 - \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \bar{\bar{\mu}} u_{i,rr} + (\bar{\bar{\lambda}} + \bar{\bar{\mu}}) u_{r,ri} + \mu u'_{i,rr} + (\lambda + \mu) u'_{r,ri} - 4\kappa u'_i + F'_i, \end{aligned} \quad (28)$$

где постоянные определяются формулами

$$\begin{aligned} \mu^* &= \frac{2\pi Na}{15} [a\varphi'^*(a) + 4\varphi^*(a)], \quad \lambda^* = \frac{2\pi Na}{15} [a\varphi'^*(a) - 6\varphi^*(a)], \\ \bar{\mu} &= \frac{2\pi Na}{15} [a\bar{\varphi}'(a) + 4\bar{\varphi}(a)], \quad \bar{\lambda} = \frac{2\pi Na}{15} [a\bar{\varphi}'(a) - 6\bar{\varphi}(a)], \\ \bar{\bar{\mu}} &= \frac{2\pi Na}{15} [a\bar{\bar{\varphi}}'(a) + 4\bar{\bar{\varphi}}(a)], \quad \bar{\bar{\lambda}} = \frac{2\pi Na}{15} [a\bar{\bar{\varphi}}'(a) - 6\bar{\bar{\varphi}}(a)], \end{aligned}$$

$$\mu = \frac{2\pi Na}{15} [a\varphi'(a) + 4\varphi(a)], \quad \lambda = \frac{2\pi Na}{15} [a\varphi'(a) - 6\varphi(a)],$$

$$\varphi^* = \varphi_{11} + \varphi_{21} + \varphi_{12} + \varphi_{22}, \quad \bar{\varphi} = \varphi_{11} + \varphi_{21} - \varphi_{12} - \varphi_{22},$$

$$\bar{\bar{\varphi}} = \varphi_{11} + \varphi_{12} - \varphi_{21} - \varphi_{22}, \quad \varphi = \varphi_{11} + \varphi_{22} - \varphi_{12} - \varphi_{21}, \quad (29)$$

и имеют место соотношения (11).

Силы взаимодействия между зарядами соседних нейтральных молекул представим в виде

$$\varphi_{11}(r) = \varphi_{22}(r) = -\frac{kq^2}{r^2} - \frac{1}{2}\theta_0\left(\frac{a_0}{r}\right)^{13}, \quad \varphi_{12}(r) = \varphi_{21}(r) = \frac{kq^2}{r^2} + \frac{1}{2}\theta_0\left(\frac{a_0}{r}\right)^7, \quad (30)$$

где первые слагаемые являются кулоновскими силами (q — абсолютная величина заряда; k — коэффициент пропорциональности), а вторые слагаемые в сумме определяют взаимодействие между нейтральными молекулами в виде закона Леннарда-Джонса [10, 11].

$$\varphi^*(r) = \theta_0 \left[\left(\frac{a_0}{r}\right)^7 - \left(\frac{a_0}{r}\right)^{13} \right]. \quad (31)$$

Подставляя (30) в (27), находим

$$\kappa = N \left[b + (1 - 4\pi) \frac{kq^2}{a^3} + \left(1 - \frac{32\pi}{3}\right) \frac{\theta_0 a_0^7}{2a^8} \right],$$

$$\mu^* = \frac{2\pi Na}{15} \theta_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^7 \left[3\left(\frac{a_0}{a}\right)^6 - 1 \right], \quad \lambda^* = \frac{2\pi Na}{15} \theta_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^7 \left[19\left(\frac{a_0}{a}\right)^6 - 13 \right],$$

$$\mu = \frac{2\pi Na}{15} \left\{ 3\theta_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^7 \left[3\left(\frac{a_0}{a}\right)^6 + 1 \right] - \frac{8kq^2}{a^2} \right\},$$

$$\lambda = \frac{2\pi Na}{15} \left\{ \theta_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^7 \left[19\left(\frac{a_0}{a}\right)^6 + 13 \right] + \frac{32kq^2}{a^2} \right\},$$

$$\bar{\mu} = \bar{\bar{\mu}} = \bar{\lambda} = \bar{\bar{\lambda}} = 0, \quad (32)$$

в результате чего уравнения (28) упрощаются.

$$\rho_1 \ddot{u}_i^1 + \rho_2 \ddot{u}_i^2 = \mu^* u_{i,rr} + (\lambda^* + \mu^*) u_{r,ri} + F_i,$$

$$\rho_1 \ddot{u}_i^1 - \rho_2 \ddot{u}_i^2 = \mu u'_{i,rr} + (\lambda + \mu) u'_{r,ri} - 4\kappa u'_i + F'_i. \quad (33)$$

Постоянные (32) зависят от среднего расстояния a между нейтральными молекулами. При условии $3\left(\frac{a_0}{a}\right)^6 = 1$ модуль сдвига μ^* обращается в нуль и уравнения (33) принимают вид

$$\begin{aligned} \rho_1 \ddot{u}_i^1 + \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= -p_{,i} + F_i, \quad (p = -\lambda^* u_{r,r}), \\ \rho_1 \ddot{u}_i^1 - \rho_2 \ddot{u}_i^2 &= \mu u'_{i,rr} + (\lambda + \mu) u'_{r,ri} - 4\kappa u'_i + F'_i, \end{aligned} \quad (34)$$

т.е. перемещение нейтральных молекул относительно друг друга описывается обобщенными уравнениями идеальной жидкости, относительное смещение зарядов молекул — обобщенными уравнениями упругости деформируемого тела.

Преобразования Галилея. В классической физике фундаментальная роль отводится принципу относительности Галилея-Ньютона [1], согласно которому все физические законы и уравнения должны быть инвариантны относительно преобразований Галилея

$$\xi_i = x_i - V_i t, \quad \tau = t, \quad (35)$$

где ξ_i — декартова система координат, движущаяся с постоянной скоростью V_i относительно неподвижной декартовой системы координат x_i , а время является абсолютным. Перейдем от неподвижной системы отсчета x_i, t , в которой сформулированы вышеприведенные уравнения, к движущейся системе отсчета ξ_i, τ , определяемой преобразованиями Галилея (35). При этом операции дифференцирования по координатам и времени преобразуются как

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_i} = \frac{\partial \psi}{\partial \xi_i}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - V_n \frac{\partial \psi}{\partial \xi_n}. \quad (36)$$

Подставляя (36) в (1), получаем уравнения сохранения носителей зарядов в движущейся системе координат.

$$\frac{\partial n_1}{\partial \tau} + (n_1 \dot{v}_i^1)_{,i} = 0, \quad \frac{\partial n_2}{\partial \tau} + (n_2 \dot{v}_i^2)_{,i} = 0, \quad (37)$$

где $\dot{v}_i^1 = \dot{u}_i^1 - V_i, \dot{v}_i^2 = \dot{u}_i^2 - V_i$ — скорости перемещения соответствующих зарядов в движущейся системе координат ξ_i . Уравнения (1), (37) идентичны, т.е. удовлетворяют принципу относительности Галилея-Ньютона.

Подставляя (36) в (5), получаем формулы преобразования субстанциональных производных по времени.

$$\frac{d_1 \dot{u}_i^1}{dt} = \frac{d_1 \dot{v}_i^1}{d\tau}, \quad \frac{d_2 \dot{u}_i^2}{dt} = \frac{d_2 \dot{v}_i^2}{d\tau}, \quad (38)$$

т.е., в отличие от частных производных по времени (36), они инвариантны относительно преобразований Галилея. Так как перемещения зарядов преобразуются по формулам

$$v_i^1 = u_i^1 - V_i t, \quad v_i^2 = u_i^2 - V_i t, \quad (39)$$

то с учетом (36) видим, что правые части уравнений (8) также инвариантны относительно преобразований Галилея. Таким образом, уравнения (8), (10), (14), (24), (28), (33), (34) удовлетворяют принципу относительности Галилея-Ньютона.

Переход к уравнениям электродинамики. Построенные выше уравнения, описывающие связанные механические перемещения нейтральных молекул и взаимные смещения зарядов, можно преобразовать в уравнения связанных механических и электромагнитных процессов. В самом деле, исходя из определения вектора поляризации P_i и линейной зависимости его от вектора напряженности E_i электрического поля в изотропном диэлектрике [2,8], можем записать

$$P_i = 2Nqu'_i, \quad P_i = N\alpha E_i, \quad (40)$$

где α — поляризуемость нейтральной молекулы диэлектрика. Подставляя (40) в (11), (14), (28), (33), (34), приходим к связанным уравнениям относительно перемещений нейтральных молекул u_i и напряженности электрического поля E_i в изотропных диэлектриках. В частности, для идеально жидкого диэлектрика, согласно (11), (34), (40), получаем

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{u}_n + v^2 \dot{E}_{i,n} \dot{E}_n \right) + v \rho' \left(\frac{\partial \dot{E}_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{E}_n + \dot{E}_{i,n} \dot{u}_n \right) &= -p_{,i} + F_i, \\ \rho' \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{u}_n + v^2 \dot{E}_{i,n} \dot{E}_n \right) + v \rho \left(\frac{\partial \dot{E}_i}{\partial t} + \dot{u}_{i,n} \dot{E}_n + \dot{E}_{i,n} \dot{u}_n \right) &= \\ = v \left[\mu E_{i,rr} + (\lambda + \mu) E_{r,ri} - 4\kappa E_i \right] + F'_i, \quad \left(v = \frac{\alpha}{2q} \right), \\ \dot{u}_i = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_{i,n} \dot{u}_n + v^2 E_{i,n} \dot{E}_n, \quad \dot{E}_i = \frac{\partial E_i}{\partial t} + u_{i,n} \dot{E}_n + E_{i,n} \dot{u}_n. \end{aligned} \quad (41)$$

При этом все уравнения удовлетворяют принципу относительности Галилея-Ньютона.

Рассмотрим случай, когда нейтральные молекулы идеально жидкого диэлектрика движутся с постоянной скоростью ($\dot{u}_i = U_i$). Тогда уравнения (41) принимают вид

$$v \rho' \left(\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} + 2U_n \frac{\partial E_{i,n}}{\partial t} + U_n U_p E_{i,np} \right) + v^2 \rho \dot{E}_{i,n} \dot{E}_n = F_i, \quad (42)$$

$$\begin{aligned} & \nu \rho \left(\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} + 2U_n \frac{\partial E_{i,n}}{\partial t} + U_n U_p E_{i,np} \right) + \nu^2 \rho \dot{E}_{i,n} \dot{E}_n = \\ & = \nu \left[\mu E_{i,rr} + (\lambda + \mu) E_{r,ri} - 4\kappa E_i \right] + F_i'. \end{aligned}$$

Исключая из (42) нелинейные слагаемые, получаем уравнение электро-динамики для равномерно движущегося идеально жидкого диэлектрика

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} + 2U_n \frac{\partial E_{i,n}}{\partial t} + U_n U_p E_{i,np} = c_2^2 E_{i,rr} + (c_1^2 - c_2^2) E_{r,ri} - s^2 E_i + f_i, \quad (43)$$

где

$$c_1^2 = \frac{(\lambda + 2\mu)\rho}{4\rho_1\rho_2}, \quad c_2^2 = \frac{\mu\rho}{4\rho_1\rho_2}, \quad s^2 = \frac{\kappa\rho}{\rho_1\rho_2}, \quad f_i = \frac{1}{2\nu} \left(\frac{F_i^1}{\rho_1} - \frac{F_i^2}{\rho_2} \right). \quad (44)$$

В случае находящегося в покое диэлектрика ($U_i = 0$) уравнение (43) принимает вид

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = c_2^2 E_{i,rr} + (c_1^2 - c_2^2) E_{r,ri} - s^2 E_i + f_i. \quad (45)$$

Вводя формальное обозначение

$$\text{rot } E_i = -\frac{\partial B_i}{\partial t}, \quad (\text{rot } E_i = e_{imn} E_{n,m}), \quad (46)$$

приходим, по сути, к опытному закону электромагнитной индукции Фарадея или второму уравнению Максвелла, где B_i — вектор магнитной индукции; e_{imn} — единичный антисимметричный тензор. Тогда, учитывая равенство

$$E_{i,rr} = E_{r,ri} - e_{ipq} e_{qmn} E_{n,mp},$$

из (45), (46) имеем

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = c_2^2 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } B_i + c_1^2 E_{r,ri} - s^2 E_i + f_i. \quad (47)$$

Если принять $E_{r,r} = 0$ и пренебречь слагаемым $s^2 E_i$, то из (47) при нулевых объемных силах получаем первое уравнение Максвелла

$$c_2^2 \text{rot } B_i = \frac{\partial E_i}{\partial t}, \quad (48)$$

представляющее собой в видоизмененной форме опытные законы Ампера и Био-Савара-Лапласа. При этом должно выполняться соотношение

$$c_2^2 = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_e \mu_0} = \frac{\mu \rho}{4\rho_1\rho_2},$$

где ε, μ_e — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости; ε_0, μ_0 — электрическая и магнитная постоянные.

Уравнение электродинамики для находящегося в покое диэлектрика (45) или его модификация в виде уравнений (46), (47) являются более общими по сравнению с уравнениями Максвелла. Наличие слагаемого $s^2 E_i$ описывает дисперсию электромагнитных волн, которая наблюдается в действительности. Дивергенция напряженности электрического поля $E_{r,r}$ также в принципе отлична от нуля даже при отсутствии свободных зарядов. Это обусловлено неоднородностью вектора поляризации диэлектрика P_i , что порождает, как известно [2, 8], плотность поляризационных или связанных зарядов

$$\rho_e + P_{i,i} = 0. \quad (49)$$

Соотношение (49) при $u_i = 0$ следует из (1).

В случае $f_i = 0$ уравнение (45) описывает свободное распространение электромагнитных волн. Пользуясь общим представлением [12]

$$E_i = \xi_{,i} + e_{imn} \eta_{n,m}, \quad (50)$$

получаем два волновых уравнения относительно скалярного и векторного потенциалов

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_1^2 \xi_{,rr} - s^2 \xi, \quad \frac{\partial^2 \eta_i}{\partial t^2} = c_2^2 \eta_{i,rr} - s^2 \eta_i. \quad (51)$$

Согласно (40), (46), (49) этими же уравнениями описывается свободное распространение волн соответственно плотности связанных зарядов и магнитной индукции

$$\frac{\partial^2 \rho_e}{\partial t^2} = c_1^2 \rho_{e,rr} - s^2 \rho_e, \quad \frac{\partial^2 B_i}{\partial t^2} = c_2^2 B_{i,rr} - s^2 B_i. \quad (52)$$

Уравнение электродинамики (43) для равномерно движущегося идеально жидкого диэлектрика записано в неподвижной системе координат x_i . Если перейти к движущейся системе координат ξ_i согласно преобразованиям Галилея (35), то придем к уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} + 2(U_n - V_n) \frac{\partial E_{i,n}}{\partial t} + (U_n - V_n)(U_p - V_p) E_{i,np} = \\ = c_2^2 E_{i,rr} + (c_1^2 - c_2^2) E_{r,ri} - s^2 E_i + f_i, \end{aligned} \quad (53)$$

откуда следует, что уравнение (43) удовлетворяет принципу относительности Галилея-Ньютона.

Уравнение (45) является частным случаем уравнения (43) в неподвижной системе координат при $U_i = 0$ или уравнения (53) в движущейся системе координат при $U_i = V_i$. Естественно, что требование неизменности урав-

нения (45), а также вытекающих из него уравнений Максвелла, при преобразовании Галилея было бы неправомерным.

Модель мирового эфира. Как известно, в начале 20-го века произошла коренная ломка представлений классической физики об эфире как материальной среде, механические перемещения частиц которой могут распространяться в виде электромагнитных волн и, в частности, света подобно звуку в деформируемых средах. Причиной кризиса явился недостаточно глубокий анализ некоторых противоречий, связанных с наблюдением и описанием электромагнитных явлений, и ошибочный вывод о невозможности их объяснения в рамках классических представлений. В результате материальный эфир заменили формальным понятием электромагнитного поля, описываемого уравнениями Максвелла, а вместо концепции пространства – времени Ньютона приняли специальную теорию относительности, базирующуюся на двух постулатах Эйнштейна: 1) инвариантность всех физических законов и уравнений относительно преобразований Лоренца; 2) независимость скорости распространения света от скоростей движения инерциальных систем отсчета, по отношению к которым скорость света измеряется.

Построенные выше уравнения связанных механических и электромагнитных процессов в диэлектриках, из которых как частный случай следуют уравнения Максвелла, позволяют сформулировать в рамках классических представлений вполне логичную модель мирового эфира как материальной среды и устранить все кажущиеся противоречия, для разрешения которых Эйнштейном была создана специальная теория относительности.

Есть все основания принять гипотезу, что мировой эфир представляет собой идеально жидкий неполярный диэлектрик, т.е. он состоит из нейтральных частиц, перемещающихся по законам идеальной жидкости. Каждая нейтральная частица образована двумя связанными положительным и отрицательным зарядами, имеющими общий центр масс, которые могут смещаться относительно друг друга, что приводит к поляризации нейтральных частиц и возникновению электрического поля. Изменение электрического поля во времени и его завихренность проявляют себя как магнитное поле. Связанные процессы механических перемещений нейтральных частиц и взаимных смещений их зарядов, образующих электромагнитное поле, описываются системой дифференциальных уравнений (41). При этом массовые плотности зарядов ρ_1 , ρ_2 и упругая постоянная μ удовлетворяют соотношению

$$c_{02}^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{\mu \rho}{\rho_1 \rho_2},$$

где c_{02} — скорость распространения поперечной электромагнитной волны в эфире.

Сформулированная модель эфира устраняет самое популярное кажущееся противоречие — свободное движение небесных тел через эфир наряду с поперечностью электромагнитных волн, присущей только твердым телам. Действительно, в идеальной жидкости твердые тела могут двигаться по инерции, поперечность же электромагнитных волн обусловлена поперечными взаимными смещениями зарядов нейтральных частиц.

К кажущемуся противоречию классической физики относится также неинвариантность уравнений Максвелла относительно преобразований Галилея, что привело к замене их на преобразования Лоренца в специальной теории относительности. На самом же деле, как отмечалось выше, требование инвариантности уравнений Максвелла является ошибочным, так как они представляют собой частный случай уравнений (41), (43), удовлетворяющих принципу относительности Галилея-Ньютона. Поэтому нет оснований для замены преобразований Галилея на преобразования Лоренца.

Особую роль в отказе от эфира и пересмотре фундаментальных положений физики сыграл опыт Майкельсона по обнаружению эфирного ветра [2], возникающего в результате движения Земли через мировой эфир. Явление звездной абберации объясняется наличием эфирного ветра, причем его эффект имеет первый порядок малости по сравнению с отношением скорости орбитального движения Земли к скорости распространения света. Наличие мирового эфира подтверждается ротационными опытами, где проявляется так называемый эффект Саньяка [13]. Опыт Физо показал, что движение оптической среды, через которую распространяется свет, несколько изменяет его скорость. Это объясняется частичным увлечением эфира движущейся оптической средой, причем коэффициент увлечения определяется через коэффициент преломления оптической среды. Расчетная схема опыта Майкельсона, где измеряется эффект второго порядка малости, базировалась на классическом правиле сложения скоростей распространения света и движения наблюдателя вместе с Землей через неподвижный эфир. Отрицательные результаты первых опытов у поверхности Земли вопреки расчету были истолкованы официальной физикой как неприменимость классического правила сложения скоростей и отсутствие мирового эфира, хотя в дальнейших опытах Майкельсона, Морли и Миллера [13] эфирный ветер был обнаружен с ростом высоты проведения испытаний над уровнем моря.

Очевидно, что для объективного толкования результатов опыта Майкельсона его расчетная схема должна быть уточнена. Самое простое уточнение получим, вводя коэффициент увлечения эфира [2] атмосферой, что дает возможность объяснить увеличение эфирного ветра с ростом высоты. Более строгий расчет должен базироваться на решении уравнений типа (43) для структурно-неоднородной оптической среды, представляющей собой аналог пористого насыщенного тела или суспензии, где эфир перемещается с заданной скоростью через каркас, образованный молекулами атмосферы. В общем же случае необходимо исходить из уравнений типа (41) для структурно-неоднородной оптической среды, где скорость перемещения эфира через молекулярный каркас будет неизвестной функцией координат, которую необходимо определять наряду со скоростью распространения света.

Результаты опыта Майкельсона будут также зависеть от возможного движения мирового эфира относительно солнечной системы, от совершенства испытательной установки, включая возможное экранирование эфирного потока механическими элементами, и от других факторов, которые необходимо учитывать при объективном научном подходе.

В заключение отметим, что фундаментальные опыты Физо и Майкельсона, явление звездной абберации, ротационные опыты, свидетельствующие

о существовании мирового эфира, могут быть объяснены с единой точки зрения в рамках классической физики на основе двухконтинуумной механики диэлектриков и вытекающей из нее электродинамики деформируемых диэлектриков, а также модели мирового эфира, описываемой уравнениями (41).

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. — М.: Наука, 1976. — 535 с.
2. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. — М.: ИИЛ, 1962. — 483 с.
3. Бурак Я.И., Чекурин В.Ф. Физико-механические поля в полупроводниках. — Киев: Наук.думка, 1987. — 264 с.
4. Рахматулин Х.А. Основы газодинамики взаимопроницаемых движений сжимаемых сред // Прикл.математика и механика. — 1956. — **20**. — № 2. — С. 184–195.
5. Хорошун Л.П., Солтанов Н.С. Термоупругость двухкомпонентных смесей. — Киев: Наук. думка, 1984. — 112с.
6. Хорошун Л.П. К основам термомеханики пористых насыщенных сред // Прикл.механика. — 1988. — **24**, № 4. — С. 3–13.
7. Хорошун Л.П. Новая математическая модель неоднородного деформирования композитов // Механика композит.материалов. — 1995. — **31**, № 3. — С. 310–318.
8. Тамм И.Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976. — 616 с.
9. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. — М.: Наука, 1978. — 791 с.
10. Ильющин А.А. Механика сплошной среды. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978. — 287 с.
11. Хорошун Л.П. Построение уравнений механики сплошной среды на основе потенциала Леннарда-Джонса // Прикл.механика. — 1995. — **31**, № 7. — С. 25–36.
12. Новацкий В. Теория упругости. — М.: Мир, 1975. — 872 с.
13. Ацюковский В.А. Критический анализ основ теории относительности. — Жуковский: Петит, 1996. — 55 с.

Поступила 25.04.2003