

КОНВЕКЦИЯ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Е. Д. ЭЙДЕЛЬМАН

Санкт-Петербургская химико-фармацевтическая академия

CONVECTION IN LIQUID CRYSTALS

E. D. EIDELMAN

Liquid crystals are a phase having properties of both liquid and crystals. The problems of convective excitation theory are given. A variety of elastic and electric properties of liquid crystals of different types leads to many beautiful and unexpected effects which accompany the main fact – cell motion excitation.

Жидкие кристаллы – фаза вещества, обладающая свойствами и жидкости и кристалла. В статье освещены вопросы теории возбуждения конвекции в этой мезофазе. Разнообразие упругих и электрических свойств в жидкких кристаллах различных типов приводит к появлению многих красивых и необычных эффектов, сопровождающих главное – появление ячеистого движения.

1. ВВЕДЕНИЕ I. ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ

В школьном курсе физики не упоминаются жидкие кристаллы. Само это словосочетание кажется противоречивым: либо кристалл (твердое), либо жидкое. В самом начале изучения физики в 7-м классе в первой четверти ученики узнают, что между кристаллом и жидкостью существует принципиальная разница. Суть различия можно сформулировать так: кристалл твердый и внутренне упорядочен, жидкость текучая и не имеет внутреннего порядка. Упорядоченность (см. учебник для 10-го класса) приводит к анизотропии – зависимости свойств кристалла от направления в пространстве. Все свойства жидкостей изотропны. И вот жидкий кристалл. Возможно ли такое? Оказывается, да, возможно! Более того, жидкие кристаллы широко распространены. Например, все клетки любых живых существ содержат биологические мембранны. Такой мембраной является, в частности, оболочка любой клетки. Так вот все биологические мембранны – жидкие кристаллы. В повседневной жизни все видят жидкие кристаллы, когда смотрят на индикаторы калькуляторов или электронных часов. Пора дать определение. Итак, жидкими кристаллами называют особое состояние (фазу, мезофазу) некоторых органических веществ, в котором они обладают свойствами жидкости – текучестью, но сохраняют определенную упорядоченность в расположении молекул и поэтому проявляют анизотропию некоторых физических свойств.

Жидкокристаллическую фазу образуют вещества, молекулы которых имеют удлиненную палочкообразную форму. Такая форма молекул (спица) определяет приблизительную параллельность молекул, что является основным признаком структуры жидкого кристалла. Эта параллельность при укладке молекул хорошо видна на рис. 1. Итак, жидкий кристалл – мезоморфная (промежуточная) фаза, в которой имеется пространственная упорядоченность по некоторым переменным (кристалл), в то время как по другим пространственным переменным молекулы распределены хаотически (жидкость). Ориентация молекул характеризуется направленным вдоль ее наибольшего размера единичным

www.issep.rssi.ru

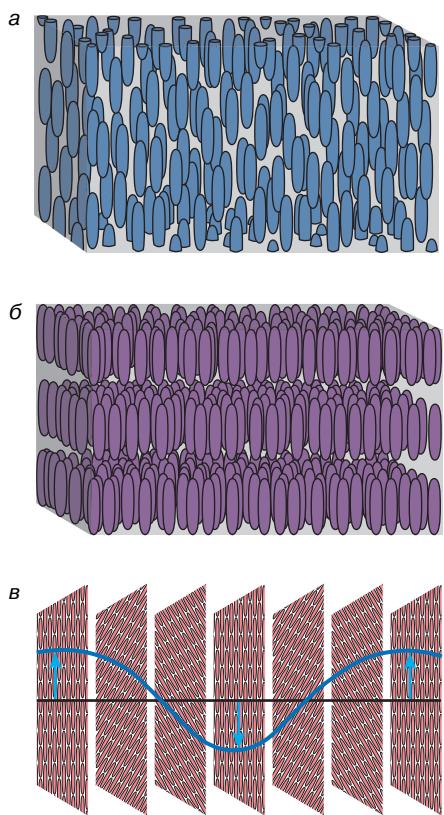


Рис. 1. Типы жидкокристаллических структур: а – нематические, б – смектические, в – холестерические (рисунок заимствован из “Физического энциклопедического словаря”. М.: Сов. энциклопедия, 1984. Статья “Жидкие кристаллы”, с. 188, рис. 1)

вектором \hat{n} , называемым директором. Директор задает ось, но не направление по ней.

Существует много различных типов жидких кристаллов. Подробнее о них и переходах между ними можно прочитать в статье [1]. Основными типами являются жидкие кристаллы, называемые нематическими, смектическими и холестерическими (см. рис. 1). Только они и будут рассматриваться в этой статье. Подробнее о конкретных свойствах каждого из этих типов жидких кристаллов сказано ниже (см. разделы 3–5). Здесь подчеркнем, что, обладая текучестью, жидкие кристаллы обладают также анизотропией упругости, диэлектрической проницаемости и многими другими свойствами. Это означает, что коэффициенты упругости G , диэлектрической проницаемости ϵ и т.д., которые для обычных изотропных жидкостей есть только одна единственная величина (скаляр), для жидких кристаллов представляют собой целую таблицу величин (тензор). Каждая из величин, входящих в такую таблицу, отмечается двумя индексами (например, G_{ik} ; ϵ_{ik}). Индексы принимают

значения x, y, z , указывающие направления, к которым эта величина (компоненты тензора) относится. Так, например, компонента G_{xy} определяет, каково будет сжатие (растяжение) вдоль направления x , если сила приложена вдоль оси y . Отметим, наконец, что многие жидкокристаллические материалы (независимо от типа) проявляют электрические свойства полупроводников. Таким веществам присуща как высокая диэлектрическая проницаемость, так и достаточная электропроводность, поэтому они хорошо проявляют термоэлектрические свойства.

2. ВВЕДЕНИЕ II. СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ

С тем, что такое свободная конвекция, можно познакомиться, например, в статье [2]. Школьники знакомятся с понятием конвекции в 8-м классе. Уже здесь их учат различать свободную конвекцию, возникающую самопроизвольно, и конвекцию вынужденную, созданную, например, вентилятором. Ниже речь будет идти только о свободной конвекции. Хороший пример – невидимые замкнутые потоки воздуха, уносящие вверх от отопительной батареи (печки) теплый воздух и приносящие к батарее снизу воздух холодный. Такое движение называется конвективным, замкнутые потоки образуют ячейку конвекции.

Как видно уже из этого примера, внешним воздействием, выводящим жидкость или газ из состояния механического равновесия и создающим замкнутые потоки, является нагревание. В теории часто рассматривается бесконечный в двух направлениях (x и y) слой жидкости плотности ρ . Если слой имеет толщину h (вдоль оси z), то нагрев A определяется изменением температуры T на единице толщины, а в итоге – разностью температур горячей T_h и холодной T_c поверхностей жидкости. Итак, действует нагрев

$$A = |\nabla T| = \frac{T_h - T_c}{h}.$$

Для преобразования теплоты, исходящей от внешнего нагревателя (печки), в движение необходима, как учат в 10-м классе, тепловая машина. При этом в силу второго закона термодинамики часть тепла от нагревателя диссирирует, то есть уходит, теряется. Диссирируемая энергия – это работа силы $\rho v \mathbf{C} \mathbf{v}$, где v – коэффициент вязкости вещества, а \mathbf{C} – коэффициент температуропроводности. Отметим, что более знакомый коэффициент теплопроводности равен $\rho C k$, где C – теплоемкость среды. В [2] рассказано о трех механизмах, реализующих “тепловую машину” конвекции.

1. Механизм, который приводится в действие силой плавучести, то есть разностью архимедовой силы и силы тяжести. Сила плавучести, как показал Рэлей в 1916 году, равна $\rho \beta g A h^4$, где β – коэффициент теплового

ФИЗИКА

расширения жидкости, а g – ускорение свободного падения. Конвективные ячейки, возникающие при действии этого механизма, называют ячейками Бенара. Часто так называют любые ячейки конвекции.

2. Механизм, который приводится в действие силой поверхностного натяжения. Эта сила, как показал Пирсон в 1959 году, равна σAh^2 , где σ – коэффициент, показывающий, как падает поверхностное натяжение с ростом температуры. Конвективные ячейки, возникающие при действии этого механизма, называют ячейками Марангони.

3. Механизм, который приводится в действие термоэлектрической силой. Эта сила, как показали И. В. Иоффе и автор в 1976 году, равна $\epsilon\gamma^2 A^2 h^2$, где ϵ – коэффициент диэлектрической проницаемости – был введен выше, а γ – коэффициент термоэлектродвижущей силы. Это коэффициент, показывающий, сколь эффективно нагрев преобразуется в электрическое поле.

Для того чтобы конкретный механизм действовал, необходимо, чтобы сила, приводящая его в движение, во много раз превышала силу диссипации руч. Отношение действующей силы к силе диссипации есть безразмерный параметр (число), обозначаемый соответственно R (число Рэлея), M (число Марангони) и $E = I^2$. Имеем, по определению,

$$R = \frac{\beta g Ah^4}{\nu k}, \quad M = \frac{\sigma Ah^2}{\rho \nu k}, \quad E = I^2 = \frac{\epsilon \gamma^2 A^2 h^2}{\rho \nu k}. \quad (1)$$

При постепенном увеличении температуры горячей поверхности T_h увеличивается нагрев A и соответственно увеличиваются числа R , M , $E = I^2$. При некотором критическом значении нагрева включается какой-либо из механизмов и возникает движение, возникают замкнутые потоки жидкости, образующие ячейки конвекции. Какой конкретно механизм включается первым, зависит в основном от характерного размера h . В самых толстых слоях возникают ячейки Бенара, в слоях потоньше – ячейки Марангони, в самых тонких первым начинает работать термоэлектрический механизм. Конечно, условия на границе жидкости влияют на величину необходимых для возбуждения движения критических значений чисел R^* , M^* , E^* , но это не может привести к тому, что механизм не будет действовать вообще.

Существуют, однако, и правила запрета. Так, при $\beta > 0$, $\sigma > 0$ ячейки Бенара и Марангони не могут (в принципе!) возникнуть при подогреве сверху, со свободной поверхности. Они возникают только при подогреве снизу, от подложки, на которой находится жидкий слой. К термоэлектрическому механизму этот запрет не относится, и возбуждение возможно и при подогреве сверху, со стороны свободной поверхности.

Если жидкость вращается как целое или на нее действует магнитное поле, то условия возбуждения затрудняются (критические числа становятся больше). В таких условиях, однако, при возбуждении движения наряду с обычным нарастанием возможно при некоторых условиях и нарастание движения, происходящее колебательным образом. Принято считать, что колебательное нарастание появляется только тогда, когда в системе характеристик задачи есть псевдовектор, то есть вектор, меняющий знак при изменении направления осей координат на противоположные. Угловая скорость – характеристика вращения – и магнитная индукция – характеристика магнитного поля – являются именно такими псевдовекторами. Минимальность нагрева определяет не только пороговые значения параметров $R^* \approx 1000$; $M^* \approx 80$; $E^* = (I^*)^2 \approx 40$, но и определяет соотношение продольных λ и поперечных (обычно h) размеров ячейки, возникающей в момент возбуждения. Квадрат характерной скорости конвективных движений определяется разностью реальных параметров R , M , E , I^2 и их критических значений. Интересно, что размеры и форма ячеек, величина скорости и другие характеристики конвекции, возникающие в момент появления макроскопического движения, сохраняются и далее в так называемой развитой конвекции.

Напомним, что все сказанное в этом разделе относится к привычной, изотропной жидкости. Перейдем теперь к анализу условий возникновения конвекции в жидких кристаллах. Вычисления здесь громоздки из-за тензорного вида всех характеристик жидкой среды, поэтому будем ограничиваться качественными оценками.

3. КОНВЕКЦИЯ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Наименьшую упорядоченность имеют нематические жидкости (далее нематики). Молекулы нематиков параллельны, но сдвинуты вдоль своих осей одна относительно другой на произвольные расстояния (см. рис. 1, а). Слово “нематик” происходит от греческого $νημα$ (нить) и связано с нитеподобными дефектами, обычно наблюдаемыми в толще этих материалов.

Как указывалось в разделе 1, характеристики нематиков являются тензорными величинами. В этих величинах можно выделить часть, характерную для изотропной жидкости. Эту часть будем обозначать, как и ранее, v , κ и т.д. Однако в жидкокристаллических материалах у этих же величин имеется и анизотропная часть, которую можно записать как $v_a n_i n_k$, $\kappa_a n_i n_k$ и т.д.

Отличия в движении нематиков от обычной изотропной жидкости происходят из-за необходимости поворота молекул. С одной стороны, для осуществления таких поворотов необходимы дополнительные

усилия. С другой – такие повороты сами могут вызывать движение других молекул и создавать течение. Именно такое свойство приводит к тому, что нематики (да и жидкие кристаллы других видов) передают не только изотропное сжатие (вспомним закон Паскаля), но и кручение, которое характерно для кристаллов (см. учебник физики для 10-го класса).

Обозначим буквой G коэффициент упругости в законе Гука для кручения. Конечно, это анизотропная часть, ведь в обычной жидкости $G = 0$. В нематике поток тепла $\kappa_a T_1/h^2$, возникающий из-за отклонения (флуктуации) температуры T_1 от равновесного значения, расходуется на работу, связанную с отклонением направления молекул, то есть на возбуждение флуктуации директора. Этот расход равен $\kappa_a A \partial n / \partial x$. Отклонение директора возникает из-за того, что движение со скоростью \vec{v} происходит в среде с анизотропией вязкости. Такое движение приводит к поворотам молекул, то есть к кручению. Имеем $v_a \omega = G \partial n / \partial x$. Таким образом, поток тепла расходуется как на обычный теплоперенос $v A$, так и на повороты директора $v A v_a \kappa_a / G$. Это означает, что в числах, характеризующих возбуждение конвекции действием различных механизмов (1), необходимо величину нагрева A заменить на величину $A(1 + v_a \kappa_a / G)$. Числа R , M , $E = I^2$, в которых такая замена произведена, удобно обозначать R_a , M_a , $E_a = I_a^2$. Используя обычные для нематиков численные значения, можно оценить величину $v_a \kappa_a / G \approx 10$. Отсюда следует, что возбуждение, то есть достижение указанных в разделе 2 пороговых значений R_a^* , M_a^* , E_a^* из-за анизотропии, происходит при гораздо меньших нагревах. Таким образом, жидкие кристаллы, как тепловая машина, эффективнее обычной жидкости. Результаты расчетов условий возбуждения при совместном действии в нематике сил плавучести и термоэлектрических сил представлены на рис. 2–4.

Заметим, что при поворотах молекул нематик меняет свои свойства. В индикаторах пропадает свойство отражения света. В мембранных пропадает свойство пропускать и задерживать ионы. Это и есть старение.

4. КОНВЕКЦИЯ В СМЕКТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

В смектических жидких кристаллах (далее смектики) молекулы не только параллельны друг другу, но и расположены слоями. Покидать свои слои молекулам трудно. Название происходит от греческого слова σμέκτη – мыло. Далее будет рассмотрен только простейший случай, когда слои, составляющие смектик, имеют одинаковую толщину d (не путать с толщиной h слоя в целом). Очевидно, $d \ll h$. Кроме того, будем считать, что

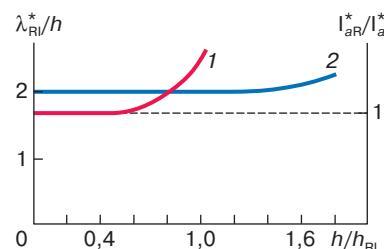


Рис. 2. Стабилизирующее действие сил плавучести на возбуждение ячеек конвекции в нематике действием термоэлектрического поля при подогреве сверху (со свободной поверхности). Силы плавучести подавляют конвективное движение: 1 – значение термоэлектрического числа I_{aR}^* , задающего порог возбуждения ($I_a^* \approx 6,4$); 2 – значения продольного размера ячейки λ_{Ri}^* в момент возбуждения (h_{Ri} – такая толщина слоя, при которой действие сил плавучести и термоэлектрических сил уравновешиваются). Кривые построены в зависимости от толщины h слоя нематика

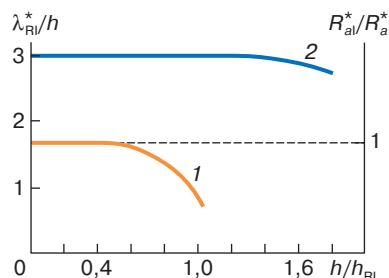


Рис. 3. Дестабилизирующее действие термоэлектрического поля на возбуждение ячеек конвекции в нематике силами плавучести при подогреве снизу (от твердой подложки). Из-за анизотропии возможна дорзлеевская конвекция: 1 – значение числа Рэлея R_{aR}^* , вычисленного с учетом наличия анизотропии, задающего порог возбуждения ($R_a^* \approx 700$). Остальные обозначения те же, что и на рис. 2

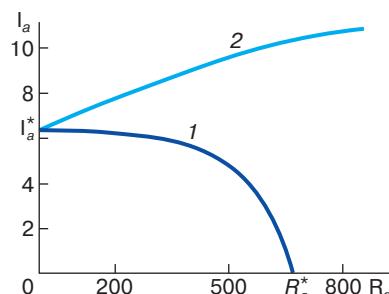


Рис. 4. Кривые нейтральной устойчивости для слоя нематика, в котором действует сила плавучести и термоэлектричество. R_a – число Рэлея в нематике, I_a – термоэлектрическое число. Точные значения I_a^* и R_a^* указаны в подписях к рис. 2 и 3: 1 – подогрев снизу, 2 – подогрев сверху. Характер кривых не зависит от условий на границе слоя

молекулы разных слоев параллельны между собой и параллельны границе слоя в целом (именно такой смектик изображен на рис. 1, б).

Из-за тонкости слоев, составляющих смектик, он способен передавать изгиб. Обозначим буквой B коэффициент упругости в законе Гука для изгиба. Конечно, это снова анизотропная часть, ведь в обычной жидкости $B = 0$. Наличие значительной упругой силы изгиба приводит к затруднению возбуждения. Расчет показывает, что в числа R , M и E необходимо добавить слагаемое вида $B/(kv)$, которое гораздо больше 10^3 . Добавка такой величины в M и E показывает, что соответствующие механизмы в смектиках запустить невозможно. Возбуждение силой плавучести в достаточно тонких слоях все же возможно.

Важно, что при таком возбуждении нарастание всех величин, характеризующих потоки, например скорости, происходит не апериодически, а колебательно. То есть скорость потоков растет и в то же время колеблется вокруг своего нарастающего значения. Колебания происходят с частотой $(B/h^4)^{1/2}$. Колебательное нарастание конвективных величин происходит несмотря на то, что в среде нет ни вращения, ни магнитного поля, и все действующие силы характеризуются обычными векторами, а не псевдовекторами. В изотропных средах такое невозможно.

5. КОНВЕКЦИИ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Холестерические жидкие кристаллы (далее холестерики) похожи на нематические жидкие кристаллы, но отличаются от них дополнительным закручиванием молекул в направлении, перпендикулярном их длинным осям (см. рис. 1, в). Название происходит от того, что первым исследованным веществом с такой закруткой был эфир холестерина.

На расстояниях порядка своей длины молекулы холестерики ориентированы вдоль директора \vec{n} . Однако молекула холестерики зеркально несимметрична, поэтому возникает спиральность. Пусть направление z выбрано вдоль оси спирали, тогда директор в холестерике имеет компоненты

$$n_x = \sin(qz), \quad n_y = \cos(qz), \quad n_z = 0, \quad (2)$$

где q — обратный шаг спирали. Шаг спирали виден на рис. 1, в как расстояние между стрелками. Важно, что шаг спирали сильно зависит от температуры. Флуктуация температуры T_1 приводит к изменению обратного шага на $q_1 = T_1 dq/dt$. Величина $|dq/d\ln T|$ может быть порядка 10. Конечно, шаг спирали $2\pi/q$ мал по сравнению с толщиной слоя h .

По механическим свойствам холестерики полностью подобны нематикам. Однако холестерики имеют другие электрические свойства. В холестериках возможно действие еще одной силы, которая зависит от изменений диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} . Анизотропная часть диэлектрической проницаемости может быть записана так же, как были записаны анизотропные части вязкости и температуропроводности в разделе 3. Можно положить эту часть тензора равной $\epsilon_a n_i n_k$. Из формулы (2) следует, что компоненты анизотропной части диэлектрической проницаемости зависят от z как $\sin(2qz)$ и $\cos(2qz)$. Таким образом, в уравнение задачи о возбуждении войдут быстро осциллирующие слагаемые.

Так как масштаб микроскопической структуры $2\pi/q$ мал по сравнению с масштабом всего слоя h , то решения задачи о возбуждении должны быть по малым масштабам усреднены. При таком усреднении следы модели микроскопической структуры исчезнут, а совместное действие флуктуаций в масштабе всего слоя проявится в полной мере.

Выражая величину анизотропной части диэлектрической проницаемости ϵ_a через ее же изотропную часть ϵ в виде $\epsilon_a = a\epsilon$ с $a \approx 0,1$, показывающим степень анизотропии, можно найти параметр, характеризующий условия возбуждения конвекции в холестериках термоэлектрическим механизмом. Этот параметр можно записать как

$$E_a = \frac{a^2 A^2 h^3 q}{T^2} \left(\frac{d \ln q}{d \ln T} \right)^2.$$

Из-за большой величины последнего множителя в этой формуле нагрев, необходимый для возбуждения движения, в холестерике может быть меньше, чем в нематике.

Другое отличие условий возбуждения конвекции в холестерике состоит в том, что при возбуждении термоэлектрическим механизмом нарастание конвективных величин происходит колебательным образом. В этом смысле возбуждение ячеистого движения в холестерике похоже на возбуждение конвекции в смектике. Как и в смектиках, в холестерических средах нет сил, характеризуемых псевдовекторами. Интересно, что частота, с которой осциллируют растущие при возбуждении величины, очень сильно (как h^{-15}) зависит от толщины слоя холестерика. Вычисления показывают, что при толщине слоя около 0,1 см частота осцилляций скорости при ее нарастании будет от 1 до 10 Гц. Из-за сильной зависимости частоты от толщины слоя ясно, что при значениях толщины слоя больше 0,1 см нарастание происходит уже апериодически. При значениях толщины слоя много меньше 0,1 см может быть

нарушено условие, что толщина слоя много больше шага спирали холестерика, положенное в основу приведенного выше рассмотрения. Таким образом, эффекты, о которых рассказано в этом разделе, существуют лишь в очень узком диапазоне толщины слоя холестерика.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ОТКРЫТЫЕ ДИССИПАТИВНЫЕ СИСТЕМЫ И ИХ ПОДСИСТЕМЫ

Конвекция в жидких кристаллах – хороший пример явления в открытой диссипативной системе. Действительно, возбуждение происходит лишь при подогреве, когда через толщу жидкокристаллической среды непрерывно проходит поток тепла. Для возникновения ячеистого движения должны существовать отклонения характеристик системы от равновесия. Такие самоизвестно возникающие флюктуации появляются в открытой системе совершенно случайно, но при некотором значении внешнего потока через систему они возникают самосогласованно, кооперативно. Если все условия возбуждения выполнены, то в диссипативной системе может происходить самоорганизация. В рассматриваемом здесь случае происходит появление ячеек конвекции. Конечно, самоорганизация (появление ячеек, новых биологических видов, циклонов в атмосфере, импульсов в излучении лазера, образование галактик, появление структур в химических реакторах, возникновение клеток и т.д.) может и не происходить, но общая теория диссипативных систем утверждает, что в некоторой области внешних воздействий (в конвекции это нагрев) самоорганизация будет обязательно.

Общие модели в теории диссипативных систем приводят к рассмотрению отдельных подсистем. В этом смысле жидкые кристаллы дают большие возможности, ведь в них кроме обычной в изотропной жидкости подсистемы (модели) сплошной среды важны и

свойства упругости (модель кристалла), и электрическая подсистема, которая использует модели полупроводника и модели жидкого диэлектрика. Фактически введение в рассмотрение каждой новой силы есть введение в рассмотрение новой подсистемы рассматриваемой общей модели. Все это порождает то множество необычных, красивых эффектов, которые автор старался описать выше.

В заключение укажем, что об общих свойствах открытых систем можно прочитать в статье [3], а более подробно с изложенной выше темой познакомиться по обзору [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Романов В.Д. Фазовые переходы и флюктуации в жидких кристаллах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 10. С. 76–82.
2. Эйдельман Е.Д. Конвективные ячейки: Три приближения теории // Там же. 2000. № 5. С. 94–100.
3. Климантович Ю.Л. Введение в физику открытых систем // Там же. 1996. № 8. С. 109–116.
4. Эйдельман Е.Д. Особенности термоэлектрической конвекции в жидких кристаллах // Физика твердого тела. 1995. Т. 37, № 1. С. 160–174.

Рецензент статьи Б.С. Бокштейн

* * *

Евгений Давидович Эйдельман, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики Санкт-Петербургской химико-фармацевтической академии. Автор более 100 научных работ, в основном по теории свободной конвекции и объяснению явлений, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с расплавом, а также статей по объяснению происхождения вращения галактик, генерации магнитного поля звезд, конформации макромолекул, работ по методике преподавания физики. В 1971–1991 годах в качестве основной работы преподавал физику в школе.