

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Е.М. ЛИФШИЦА

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Силы Ван-дер-Ваальса, Казимира
и Лифшица в мягкой материи

Е.И. Кац

Дано историческое введение в круг вопросов, связанных с теорией Е.М. Лифшица флуктуационных молекулярных сил (Е.М. Лифшиц, *ЖЭТФ*, том 29, с. 94, 1955). Обсуждаются также некоторые применения этой теории в физике мягкой материи и следующие из рассмотрения новые предсказания, например, о стабильности плёнок смектических или холестерических жидких кристаллов.

Ключевые слова: дальнедействующие силы, дисперсионное взаимодействие, флуктуационные силы, жидкие кристаллы

PACS numbers: 61.30.Cz, 64.70.M-, 68.35.B-

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201509g.0964

Содержание

1. Введение (964).
 2. Краткая история межмолекулярных сил притяжения (964).
 3. Вклад дальнедействующих сил Лифшица в структурный фактор простых жидкостей и жидких кристаллов (966).
 4. Силы Лифшица в модулированных системах (967).
 5. Заключение (968).
- Список литературы (968).

1. Введение

Настоящая статья основана на знаменитой работе Е.М. Лифшица [1], опубликованной в *Журнале экспериментальной и теоретической физики*. Поэтому естественно начать с краткого изложения истории и предыстории вопроса о флуктуационных молекулярных силах. В посвящённой молекулярным силам обширной литературе, включающей в себя обзоры (в том числе в журнале *Успехи физических наук* [2–5]) и монографии, используются многочисленные названия для этих сил: молекулярные, дисперсионные, ван-дер-ваальсовы, казимировы. К этому же типу взаимодействий могут быть отнесены и так называемые силы Кезома. Уже сам по себе факт множественности названий отражает сложность и многогранность самого явления. Далее для

краткости эти силы будем называть силами Лифшица, так как из теории, разработанной Лифшицем, вычисленные Лондоном [6] незапаздывающие ван-дер-ваальсовы силы или найденные Казимиром и Польдером [7] запаздывающие силы следуют как частные случаи из общей формулы, выведенной в работе Лифшица [1] 1955 года.

Дальнейшее изложение структурировано следующим образом. В разделе 2 изложены основные исторические факты и публикации, предшествующие работе Лифшица, и кратко описаны современные направления, связанные с применением идей работы [1] в весьма, казалось бы, далёких от неё разделах современной науки — начиная с биологии или наномеханики до космологии. Раздел 3 иллюстрирует роль дальнедействующих сил Лифшица в структурных характеристиках простых жидкостей и жидких кристаллов. В разделе 4 вычисляется осциллирующий вклад от сил Лифшица в химический потенциал смектической плёнки, который существенным образом влияет на стабильность смектических плёнок разной толщины. В заключительном разделе 5 подведены промежуточные (поскольку направление исследований, заданное статьёй Лифшица [1], активно продолжается) итоги 50-летней истории этой работы.

2. Краткая история
межмолекулярных сил притяжения

Знаменитая работа Е.М. Лифшица [1] носит название "Теория молекулярных сил притяжения между твёрдыми телами", поэтому естественно начать предысторию с сил притяжения между нейтральными молекулами. Ван-дер-Ваальс был первым, кто на основании анализа термодинамических данных в жидкостях и газах обратил внимание на то, что эти данные требуют

Е.И. Кац. Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Академика Семёнова 1А, 142432 Черноголовка, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: kats@itp.ac.ru

Статья поступила 29 марта 2015 г.

существования сил притяжения между незаряженными молекулами или атомами. Это утверждение было сформулировано Ван-дер-Ваальсом в докторской диссертации, защищённой им в Лейдене в 1873 г. Однако лишь спустя более чем полвека, в 1930 г., Ф. Лондон [6] на основании уже хорошо разработанной к тому времени нерелятивистской квантовой механики объяснил происхождение этих сил (взаимодействие флуктуаций дипольных моментов) и вычислил закон $1/R^7$, по которому эти силы зависят от расстояния между молекулами R .

Следующий важный шаг был сделан ещё на 18 лет позднее, когда в 1948 г. Казимир и Польдер [7] обратили внимание на то, что на достаточно больших расстояниях (порядка нескольких микрометров) необходимо учитывать запаздывание электромагнитных взаимодействий, передающих силу от одного флуктуирующего диполя другому. Запаздывание приводит к более быстрому, чем лондоновское, убыванию межмолекулярных сил притяжения — пропорциональному $1/R^8$. Интересно отметить, что в том же 1948 г. Казимир опубликовал ещё одну работу [8], в которой силы притяжения этой межмолекулярной природы вычислялись для двух идеально проводящих параллельных макроскопических пластин, разделённых расстоянием d . Сила притяжения между пластинами оказалась пропорциональной $1/d^4$. В течение довольно длительного времени, около 30 лет, эта работа почти не привлекала внимания учёных и казалась просто небольшим приложением к гораздо более важной совместной работе Казимира и Польдера [7]. Однако позднее, причём в значительной мере благодаря работе Е.М. Лифшица [1] (согласно которой результат Казимира следует как частный случай из общей формулы Лифшица), стало понятным, что именно работа [8] Казимира описывает фундаментальные свойства того, что в квантовой теории поля называется вакуумом, но в котором заключена формально бесконечная энергия квантовых флуктуаций.

Современная история флуктуационных сил началась с работы Лифшица [1], в которой силы взаимодействия были вычислены при произвольных температурах T для произвольных, характеризуемых зависящими от частоты ω диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ макроскопических тел, разделённых вакуумной щелью с произвольной толщиной d (таким образом автоматически учитываются эффекты запаздывания). С технической точки зрения для вычисления сил взаимодействия необходимо было найти усреднённый по флуктуациям максвелловский тензор напряжений в вакууме.

Приведём полное выражение для силы Лифшица, взятое из его работы [1] (другие эквивалентные формы могут быть найдены в многочисленных обзорах по дальнедействующим флуктуационным силам, а также в учебниках по теоретической физике):

$$F = \frac{\hbar}{2\pi^2 c^3} \operatorname{Re} \int_0^\infty dp d\omega p^2 \omega^3 \coth \frac{\hbar\omega}{2T} \times \\ \times \left\{ \left[\frac{(s_1 + p)(s_2 + p)}{(s_1 - p)(s_2 - p)} \exp\left(\frac{2ip\omega d}{c}\right) - 1 \right]^{-1} + \right. \\ \left. + \left[\frac{(s_1 + \epsilon_1 p)(s_2 + \epsilon_2 p)}{(s_1 - \epsilon_1 p)(s_2 - \epsilon_2 p)} \exp\left(-\frac{2ip\omega d}{c}\right) - 1 \right]^{-1} \right\}, \quad (1)$$

где $s_1 = (\epsilon_1 - 1 + p^2)^{1/2}$ и $s_2 = (\epsilon_2 - 1 + p^2)^{1/2}$.

В предельном случае малых расстояний, $d \ll \lambda_0$, где λ_0 — длина волны, при которой имеется существенное поглощение, формула Лифшица принимает весьма компактный и элегантный вид:

$$F = \frac{\hbar\bar{\omega}}{8\pi^2 d^3}, \quad (2)$$

где

$$\bar{\omega} = \int_0^\infty dx \frac{(\epsilon_1(ix) - 1)(\epsilon_2(ix) - 1)}{(\epsilon_1(ix) + 1)(\epsilon_2(ix) + 1)}. \quad (3)$$

Из формулы (1) легко получается найденная Лондоном сила взаимодействия нейтральных молекул или атомов. Для этого надо предположить, что оба взаимодействующих тела состоят из достаточно разрежённого газа. Тогда их диэлектрические проницаемости должны быть близки к единице. Разлагая входящие в формулу Лифшица разности диэлектрических проницаемостей и учитывая, что

$$\epsilon(ix) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega \frac{\omega \operatorname{Im} \epsilon(\omega)}{\omega^2 + x^2} \quad (4)$$

(обратим внимание, что в работе Лифшица, опубликованной за год до создания Мацубарой своей техники, уже фигурируют мацубаровские частоты), после простых алгебраических преобразований приходим к формуле Лондона $U \propto 1/r^6$ для энергии взаимодействия $U(r)$ атомов или молекул.

Аналогичным образом в противоположном предельном случае, $d \gg \lambda_0$, получается формула Казимира для силы взаимодействия двух идеальных металлических пластин при нулевой температуре:

$$F = \frac{\pi^2 \hbar c}{240 d^4}, \quad (5)$$

а с помощью описанного выше перехода к разрежённому газу приходим к формуле Казимира и Польдера для энергии взаимодействия двух атомов или молекул на больших расстояниях (т.е. в условиях, когда запаздывание электромагнитных флуктуаций играет существенную роль):

$$U(r) = -\frac{23\hbar c}{4\pi r^7} \alpha_1 \alpha_2, \quad (6)$$

где α_1 и α_2 — молекулярные (или атомные) статические поляризуемости.

После опубликования работы [1] и первых удачных попыток экспериментальной проверки её предсказаний [9–11] казалось, что важное для любых реалистических приложений обобщение её результатов для случая невакуумной щели (например, заполненной какой-либо жидкостью) не требует концептуально нового подхода. Такой задачей в то время занимались И.Е. Дзялошинский и Л.П. Питаевский, бывшие тогда аспирантами Е.М. Лифшица. Однако задача оказалась значительно более сложной, чем представлялось вначале. Скорее всего, она вообще не может быть решена простым усреднением флуктуирующих полей в среде с частотной дисперсией и поглощением. Для решения этой задачи И.Е. Дзялошинскому и Л.П. Питаевскому пришлось применить совсем другую, разработанную в квантовой теории поля, методику со специальной диаграммной тех-

ной (мацубаровской), в которой фигурируют функции Грина от мнимой дискретной частоты. Этот прогресс позволил непосредственно вычислить максвелловский тензор натяжений в среде. Можно сказать, что опубликованные на эту тему работы [12, 13] завершили создание теории флуктуационных сил Лифшица. То, что осталось, — это применение разработанной теории к конкретным системам и какие-либо её модификации для учёта динамических эффектов, анизотропии, тепловых флуктуаций, неравновесности и т.п. Несколько иллюстративных примеров на эти темы рассмотрено в разделах 3, 4.

3. Вклад дальнедействующих сил Лифшица в структурный фактор простых жидкостей и жидких кристаллов

Во всех упомянутых в разделах 1, 2 работах речь шла именно о силе взаимодействия между макроскопическими телами или в предельном случае разрежённых сред — о взаимодействии между отдельными атомами или молекулами. Для измерения этих сил требуются специально сконструированные (самодельные) установки, например такие, как применявшиеся в ранних работах [9–11], или значительно более сложные и точные, но всё равно не стандартные, а специально с этой целью изготовленные устройства [14], позволяющие измерять силы с точностью до нескольких долей процента. Однако современные большие инструменты (исследовательские реакторы, синхротроны и ускорители другого типа) не измеряют силы взаимодействия между макроскопическими телами. Эти инструменты используются в весьма дорогостоящих экспериментах для измерений структурного фактора $S(q)$. Последняя величина даёт важную информацию о корреляционной функции $\langle \rho(r)\rho(0) \rangle$ плотностей изучаемой системы, фурье-преобразованием которой и является структурный фактор,

$$S(q) = \frac{1}{\langle \rho \rangle} \int d^3(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')) \langle \delta\rho(\mathbf{r}) \delta\rho(\mathbf{r}') \rangle. \quad (7)$$

При выяснении роли дальнедействующих сил Лифшица в физических свойствах конденсированных сред первым естественным вопросом является вопрос о вкладе этих сил в структурный фактор. Для простых изотропных жидкостей этот вопрос был изучен в работе [15], а для нематических жидких кристаллов — в работах [16, 17].

Результаты работ [15–17] основаны на том факте, что структурный фактор $S(q)$ простым образом выражается через вторую вариацию $\phi(\mathbf{q})$ свободной энергии системы:

$$S(q) = \frac{T}{\langle \rho \rangle \phi(\mathbf{q})}. \quad (8)$$

В свою очередь теория [12], разработанная Дзялошинским и Питаевским, позволяет найти точно первую вариацию свободной энергии:

$$\Delta F = -\frac{T}{4\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \int d^3\mathbf{r} D_{ii}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_m) \delta\Pi(\mathbf{r}, i\omega_m), \quad (9)$$

где $\omega_m = 2\pi mT$ — мацубаровская частота, функция $\delta\Pi$, описывающая поляризацию среды, сводится к диэлектрической проницаемости, D_{ii} — функция Грина длинноволнового электромагнитного поля, и поэтому она

подчиняется уравнениям Максвелла

$$\left[\epsilon(r_1, i\omega_m) \omega_m^2 \delta_{ij} - \delta_{ij} \frac{\partial^2}{\partial r_p^2} + \frac{\partial^2}{\partial r_i \partial r_j} \right] D_{js}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega_m) = -4\pi \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta_{is}. \quad (10)$$

Таким образом, для того чтобы вычислить нужную нам вторую вариацию свободной энергии, достаточно найти первую вариацию функции Грина длинноволнового поля. Проведя эти довольно громоздкие, но концептуально простые вычисления [15], получим окончательное выражение:

$$\phi(\mathbf{q}) = \frac{T}{2(2\pi)^3} \sum_{m=0}^{\infty} \omega_m^4 \int d^3\mathbf{p} D_{is}(\mathbf{p}) D_{is}(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)^2. \quad (11)$$

При выводе выражения (11) предполагалось, что:

- выполняется тождество

$$\delta\epsilon(i\omega_m, r) \equiv \frac{\partial \epsilon(i\omega_m)}{\partial \rho} \delta\rho(r);$$

- флуктуации плотности классические;
- электромагнитные флуктуации квантовые.

Последние два условия удовлетворяются при условии

$$\hbar q s \ll k_B T \ll \hbar q c,$$

где s — скорость звука, c — скорость света, k_B — постоянная Больцмана.

В пределе $1 \ll \lambda_0 q$, когда запаздывание электромагнитных флуктуаций несущественно (здесь, как и выше, λ_0 — длина волны, при которой имеется значительное поглощение, обычно в инфракрасном диапазоне), $\phi(q) \propto q^3$. При $q\lambda_0 \ll 1$ (когда запаздывание существенно) $\phi(q) \propto q^4 \ln 1/(q\lambda_0)$. Оба выражения являются неаналитическими функциями волновых векторов, что, во-первых, не является неожиданным, так как речь идёт о дальнедействии, а во-вторых, это позволяет надеяться на экспериментальное наблюдение таких вкладов на фоне следующих из анализа рассмотрения короткодействующих сил аналитических зависимостей Орнштейна — Цернике

$$\phi = A + Bq^2.$$

Проведённые в работе [15] оценки являются вполне оптимистическими, однако до сих пор не имеется однозначной идентификации этих дальнедействующих поправок. Вероятно, дело состоит в том, что наблюдение электромагнитных квантовых флуктуаций, хотя они отнюдь не малы, через входящие в определение структурного фактора классические флуктуации плотности затруднительно. Флуктуации плотности не малы только в окрестности критической точки, но при этом тепловые флуктуации параметра порядка приводят также к различным другим эффектам, выделить на фоне которых вклад от дальнедействующих сил Лифшица совсем непросто.

С этой точки зрения более перспективными представляются нематические жидкие кристаллы [18], в которых флуктуации диэлектрической проницаемости выражаются через флуктуации директора \mathbf{n} , а последние являются мягкими (голдстоуновскими) во всей области существования нематической фазы и потому могут быть легче возбудимыми, чем жёсткие флуктуации плотности. На рисунке 1 схематически показано ориентационное упорядочение

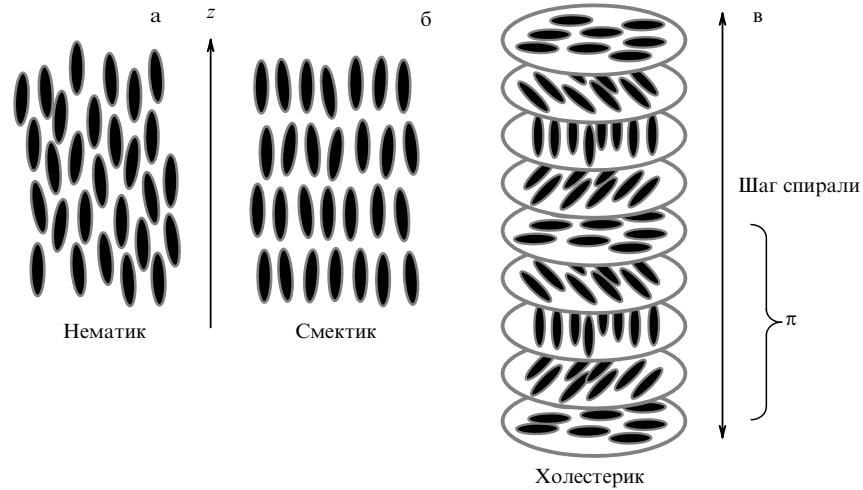


Рис. 1. Схема ориентационного упорядочения в нематических (а), смектических (б) и холестерических (в) жидких кристаллах, построенных из стержнеобразных молекул.

дочение в нематических, смектических и холестерических жидких кристаллах.

Проведённый в работах [16, 17] теоретический расчёт привёл к следующим (немного противоречивым) результатам относительно длинноволновых флуктуационных вкладов в энергию ориентационной упругости нематического жидкого кристалла.

- Локальный вклад в области параметров, где запаздывание электромагнитных взаимодействий важно, выражается как

$$\delta F = \frac{1}{2} \int d^3 r [8L(\text{div } \mathbf{n})^2 - 8L(\mathbf{n} \text{ rot } \mathbf{n})^2 + 8L(\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2], \tag{12}$$

где

$$L = \frac{\hbar}{48c} \int_0^\infty \frac{\epsilon_a^2(i\omega)}{\epsilon^{3/2}(i\omega)} \omega d\omega, \tag{13}$$

ϵ_a и ϵ — анизотропная и изотропная части тензора диэлектрической проницаемости нематика соответственно. Интересным следствием этого результата является предсказание о неустойчивости однородной текстуры директора при достаточно большой величине вклада, обусловленного дальнедействующими силами. Такая неустойчивость приводила бы к спонтанному нарушению киральной симметрии нематического жидкого кристалла (как это происходит при фазовом переходе в недавно открытых жидкокристаллических системах, построенных из бананоподобных молекул [19]).

- В случае, когда запаздывание несущественно, дальнедействующие силы приводят к сложной и нелокальной ориентационной упругости :

$$\delta F = \frac{M}{2\pi^2} \int d^3 r d^3 r' \left[24 \frac{(\mathbf{n}(\mathbf{r})\mathbf{n}(\mathbf{r}'))^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^6} + \frac{8}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^4} \frac{\partial}{\partial x_i} (n_i(\mathbf{r}) n_l(\mathbf{r})) \frac{\partial}{\partial x'_k} (n_k(\mathbf{r}') n_l(\mathbf{r}')) - \frac{3}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} (n_i(\mathbf{r}) n_l(\mathbf{r})) \frac{\partial^2}{\partial x'_k \partial x'_m} (n_k(\mathbf{r}') n_m(\mathbf{r}')) \right], \tag{14}$$

где

$$M = \frac{\hbar \pi^2}{256} \int \frac{\epsilon_a^2(i\omega)}{\epsilon^2(i\omega)} d\omega.$$

4. Силы Лифшица в модулированных системах

При рассмотрении в разделах 2 и 3 эффектов дальнедействующих флуктуационных сил в среде последняя предполагалась сплошной. Микроскопическими неоднородностями на атомных или молекулярных масштабах a можно было тогда пренебречь, так как характерные длины волн электромагнитных флуктуаций $\lambda_0 \gg a$. Однако в мире жидких кристаллов существуют примеры систем (так называемые холестерические жидкие кристаллы [18] или многочисленные полярные и киральные смектические фазы [20]) (рис. 2), в которых эти неоднородности (например, шаг ориентационной спирали в холестерических жидких кристаллах) порядка λ_0 . В этих случаях возможно немонотонное с изменением толщины d поведение химического потенциала $\delta\mu(d)$ такой жидкокристаллической плёнки.

В работе [21] показано, что в химическом потенциале тонкой ($d < \lambda_0$) плёнки холестерика имеется очень медленно уменьшающийся с увеличением толщины плёнки длинноволновый вклад

$$\delta\mu(d) \propto \frac{q_0^2}{d}, \tag{15}$$

где q_0 — волновой вектор холестерической спирали. Интересно отметить, что знак этой добавки не зависит от знака (киральности) самой холестерической спирали.

Для толстых плёнок с модулированным, как в холестерике, тензором диэлектрической проницаемости, т.е. при $d > \lambda_0$, дальнедействующий вклад становится осциллирующим,

$$\delta\mu(d) \propto \frac{1}{d^4} \cos(2q_0 d). \tag{16}$$

Такая осциллирующая зависимость приводит к весьма важным последствиям для стабильности плёнки. А

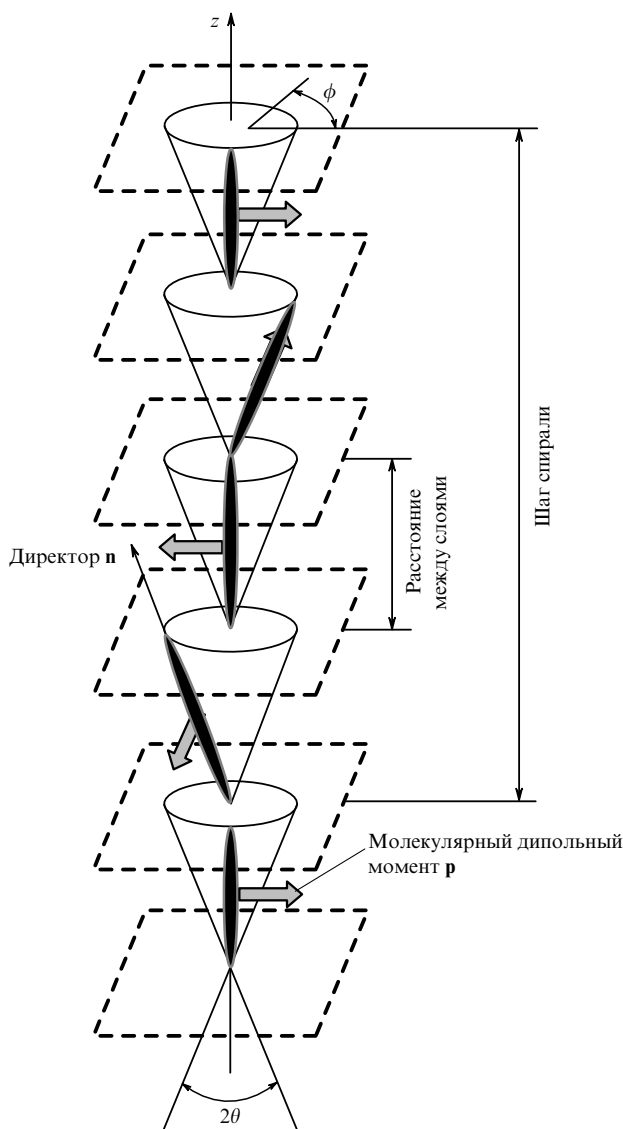


Рис. 2. Ориентационный и трансляционный порядок в полярных и киральных смектических фазах. Показаны коническая (по отношению к оси смектика) спиральная структура и направление дипольной поляризации.

именно в условиях, когда в некотором интервале толщин химический потенциал становится отрицательным, плёнка данной толщины оказывается неустойчивой. Это означает появление последовательности дискретных фазовых переходов с изменением толщины плёнки (или, что то же самое, последовательного чередования смачивающих и не смачивающих подложку состояний плёнки модулированного жидкого кристалла).

5. Заключение

В настоящей статье показано, что теория Лифшица может адекватно описывать широкий круг флуктуационных явлений в физике конденсированных сред. Теория Лифшица важна также для выяснения механизма образования структур с большим периодом в системах с конкурирующими короткодействующими и дальнедействующими взаимодействиями и фрустрациями. Этот вопрос принципиально важен не только для физики

жидких кристаллов, но и в других областях физики конденсированного состояния, в частности, при изучении сверхпроводимости, магнитных и полярных структур. Результаты таких исследований важны для решения как полуприкладных задач наномеханики или биофизики, так и для фундаментальных задач гравитации и космологии [22] и выяснения всё ещё не изученных свойств вакуума. Даже краткое перечисление всех этих вопросов выходит далеко за рамки настоящей статьи. Много полезных иллюстраций эффектов, связанных с дальнедействующими силами, приведено в монографии [23]. Очень важны биологические проявления сил Лифшица в клеточных мембранах (см., например, обзор [23]). Эти же силы в основном ответственны за многочисленные интересные эффекты, возникающие при агрегации конденсированных дисперсий дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК) и наночастиц золота (см. недавний обзор [24] и приведённые там многочисленные ссылки).

Теория Лифшица не является застывшим памятником. Благодаря современному развитию экспериментальной техники и теоретического описания диэлектрических характеристик реальных материалов (см., например, работы [25, 26]) обнаружились новые концептуальные проблемы в физике флуктуационных сил. Оказалось, что экспериментальные данные и теория Лифшица могут быть достоверно согласованы только при описании диэлектрических проницаемостей материалов плазменной моделью. Широко используемая (и хорошо работающая для многих других явлений) теория Друде не позволяет согласовать результаты экспериментальных измерений с теорией Лифшица.

Автор благодарен Г.Л. Климчицкой и В.М. Мостепаненко за полезные обсуждения современного состояния проблемы измерения и теоретического описания флуктуационных сил, а также Г.Е. Воловику, обратившему внимание автора на разнообразные (сверхтекучие, магнитные и космологические) проявления дальнедействующих сил.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 14-12-00475).

Список литературы

1. Лифшиц Е М *ЖЭТФ* **29** 94 (1955); Lifshitz E M *Sov. Phys. JETP* **2** 73 (1956)
2. Бараш Ю С, Гинзбург В Л *УФН* **116** 5 (1975); Barash Yu S, Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **18** 305 (1975)
3. Бараш Ю С, Гинзбург В Л *УФН* **143** 345 (1984); Barash Yu S, Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **27** 467 (1984)
4. Мостепаненко В М, Трунов Н Н *УФН* **156** 385 (1988); Mostepanenko V M, Trunov N N *Sov. Phys. Usp.* **31** 965 (1988)
5. Волокитин А И, Перссон Б Н Дж *УФН* **177** 921 (2007); Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Usp.* **50** 879 (2007)
6. London F Z. *Phys.* **63** 245 (1930)
7. Casimir H B G, Polder D *Phys. Rev.* **73** 360 (1948)
8. Casimir H B G *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.* **51** 793 (1948)
9. Дерягин Б В, Абрикосова И И *ЖЭТФ* **30** 993 (1956); Deryagin B V, Abrikosova I I *Sov. Phys. JETP* **3** 819 (1957)
10. Абрикосова И И *ЖЭТФ* **33** 799 (1957); Abrikosova I I *Sov. Phys. JETP* **6** 615 (1958)
11. Дерягин Б В, Абрикосова И И, Лифшиц Е М *УФН* **64** 493 (1958); *УФН* **185** 981 (2015); Derjaguin B V, Abrikosova I I, Lifshitz E M *Phys. Usp.* **58** (9) 2015
12. Дзялошинский И Е, Питаевский Л П *ЖЭТФ* **36** 1797 (1959); Dzyaloshinskii I E, Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **9** 1282 (1959)
13. Дзялошинский И Е, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *УФН* **73** 381 (1961); Dzyaloshinskii I E, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Sov. Phys. Usp.* **4** 153 (1961)

14. Capasso F et al. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **13** 400 (2007)
15. Кемоклидзе М П, Питаевский Л П *ЖЭТФ* **59** 2187 (1970); Кемоклидзе М Р, Питаевский Л Р *Sov. Phys. JETP* **32** 1183 (1971)
16. Дзялошинский И Е, Дмитриев С Г, Кац Е И *Письма в ЖЭТФ* **19** 586 (1974); Dzyaloshinskii I E, Dmitriev S G, Kats E I *JETP Lett.* **19** 305 (1974)
17. Дзялошинский И Е, Дмитриев С Г, Кац Е И *ЖЭТФ* **68** 2335 (1975); Dzyaloshinskii I E, Dmitriev S G, Kats E I *Sov. Phys. JETP* **41** 1167 (1975)
18. de Gennes P G, Prost J *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford: Clarendon Press, 1993)
19. Mandle R J et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **16** 6907 (2014)
20. Dolganov P V, Kats E I *Liquid Cryst. Rev.* **1** 127 (2014)
21. Dzyaloshinskii I E, Kats E I *J. Phys. Condens. Matter* **16** 5659 (2004)
22. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford: Clarendon Press, 2003)
23. Meunier J, Langevin D, Vossara N (Eds) *Physics of Amphiphilic Layers. Proc. of the Workshop, Les Houches, France, February 10–19, 1987* (Springer Proc. in Physics, Vol. 21) (Berlin: Springer-Verlag, 1987)
24. Евдокимов Ю М и др. *Успехи химии* **84** 27 (2015); Yevdokimov Yu M et al. *Russ. Chem. Rev.* **84** 27 (2015)
25. Chang C-C et al. *Phys. Rev. B* **85** 165443 (2012)
26. Banishev A A et al. *Phys. Rev. B* **88** 155410 (2013)

Van der Waals, Casimir, and Lifshitz forces in soft matter

E.I. Kats

*L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika Semenova 1A, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
E-mail: kats@itp.ac.ru*

E.M. Lifshitz' theory of fluctuation molecular forces (*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, Vol. 29, p. 94, 1955 [*Sov. Phys. JETP*, Vol. 2, 73, 1956]) and related problems are introduced from a historical perspective. Applications of the theory to soft matter physics are discussed together with some new predictions (for example, stability of smectic or cholesteric liquid crystal films).

Keywords: longrange forces, dispersion interactions, fluctuation forces, liquid crystals

PACS numbers: 61.30.Cz, 64.70.M–, 68.35.B–

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201509g.0964

Bibliography — 26 references

Received 29 March 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (9) 964–969 (2015)

Physics–Uspekhi **58** (9) (2015)