КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 538.3

К ВОПРОСУ О ПЛОТНОСТИ СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ В ЖИДКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Л. Гинзбург

Уже много десятилетий обсуждается вопрос о плотности силы и выражениях для тензора энергии-импульса в случае жидкости, находящейся в электромагнитном поле $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ (см. обзоры [1–3] и цитируемую там литературу). При этом, если не касаться силы Лоренца $\boldsymbol{f}^{\text{Л}} = \rho_e \boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{jB}]$ и для простоты считать среду немагнитной ($\mu = 1$, $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H}$), можно сказать, что сейчас почти общепринятым является такое выражение для плотности силы:

$$\boldsymbol{f} = \boldsymbol{f}_{\nabla} + \boldsymbol{f}_{\text{c}} + \boldsymbol{f}^{\text{A}}, \quad \boldsymbol{f}_{\nabla} = -\frac{E^2}{8\pi}\nabla\varepsilon,$$
$$\boldsymbol{f}_{\text{c}} = \nabla\left[\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\rho\right)\frac{E^2}{8\pi}\right], \quad \boldsymbol{f}^{\text{A}} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{EH}], \tag{1}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость и ρ — плотность среды.

В квазистационарных условиях, например при отражении достаточно длинного цуга электромагнитных волн от находящегося в жидкости зеркала (оно считается ниже идеальным), стрикционная сила $\boldsymbol{f}_{\text{c}}$ компенсируется возникающим в жидкости градиентом гидростатического давления p Сила $\boldsymbol{f}_{\nabla}$ в таких опытах, на которых мы для определенности и сконцентрируем внимание, роли не играет, и давление на зеркало оказывается равным

$$\sigma_x = \frac{2n}{c} S \cos^2\alpha, \tag{2}$$

где $n = \sqrt{\varepsilon}$ — показатель преломления, α — угол падения волны на зеркало (ось x направлена по нормали к границе жидкость — зеркало) и S — средняя плотность потока энергии в падающей волне К формуле (3) можно прийти разными способами (см. [3], разд. 4.2). В частности, на квантовом языке сразу же приходим к (3), считая энергию и импульс фотона в среде равными соответственно $\hbar\omega$ и $\hbar\omega n/c$ (здесь существенно лишь, что плотность полного импульса в n раз больше плотности энергии [3, 4]). При использовании любого способа расчета предполагается вместе с тем, что весь импульс, переносимый волной, передается зеркалу, но не остается в жидкости. Последнее условие выполнено, если плотность силы имеет вид (1), причем стрикционный член компенсируется градиентом давления.

В работе [5] было получено, однако, иное выражение для силы, приводящее к выражению (2) лишь для волн с электрическим вектором, лежащим перпендикулярно плоскости падения Для волн же, поляризованных в плоскости падения, появляется дополнительно давление

$$\Delta\sigma_x = -\frac{4\tau(n^2-1)^2}{nc} S \sin^2\alpha, \tag{3}$$

где $\tau = 1/5$ — введенный в [5] коэффициент (см. также ниже). При нормальном падении, когда $\alpha = 0$, давление $\Delta\sigma_x$, естественно, отсутствует, и поэтому проводившиеся ранее опыты [6], подтвердившие формулу (2) при $\alpha = 0$, не могли выявить наличие члена (3). Новые же измерения [7] для наклонного падения свидетельствуют о том, что $\Delta\sigma_x = 0$, т е. давление на зеркало не зависит от поляризации волны, хотя здесь, быть может, и нужны дальнейшие уточнения эксперимента.

Полученное в [5] выражение для силы отличается от (1) некоторым изменением градиентной стрикционной силы f_c (это здесь не существенно, см. [3]) и добавлением силы

$$f_i^P = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_k} [\tau (n^2 - 1)^2 E_l E_k]. \tag{4}$$

Сила (4) не равна градиенту скаляра и, следовательно, не может быть скомпенсирована градиентом гидростатического давления $-\frac{\partial p}{\partial x_i}$. Учет влияния нескомпенсированной силы (4) и приводит в случае отражения от зеркала к дополнительному давлению (3). Для компенсации силы (4), стрикционной по своей природе, в жидкости должны были бы возникнуть упругие напряжения, характеризуемые некоторым тензором напряжений σ_{ik}, имеющим также недиагональные члены. Последнее же обычно считается невозможным, поскольку жидкость не может противостоять сдвиговым напряжениям — под их влиянием она начинает течь. В согласии с этим в [3] (стр. 197) указывается на то, что сила (4) приведет к появлению в жидкости некоторых локальных потоков, которые после прохождения светового цуга будут затухать в результате диссипативных процессов.

Фактически же, как нам представляется, сила типа (4) будет в основном компенсироваться упругими напряжениями в жидкости, так что $f_i^P = -\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$. Дело в том, что сила f^P получена в [5] в результате микроскопического расчета, принимающего во внимание отличие среднего поля E от действующего на диполи поля $E_{эфф}$. Существенно при этом, что в месте нахождения данного диполя производные поля $(E - E_{эфф})$ отличны от нуля и в направлении, перпендикулярном полю. Не говоря уже о том, что подобный расчет для точечных, хаотически расположенных диполей не может иметь количественного значения для реальной жидкости*, все отличие между E и $E_{эфф}$ обусловлено дипольными силами, действующими на расстояниях порядка междуатомного расстояния $a \lesssim 10^{-7}$ *см*. Но для таких расстояний в жидкости вполне могут и должны возникать упругие напряжения, в том числе сдвиговые. Для больших молекул с размером $l \gg a$ это сразу ясно, поскольку в течении жидкости молекулы принимают участие как целое. Но и соседние небольшие молекулы в жидкости тесно связаны между собой — именно поэтому говорят о наличии в жидкости ближнего порядка, квазикристаллической структуры и т. д. Правда, за достаточно длительное время конфигурация даже близких соседей может изменяться, т. е. происходит вязкое течение. Для очень вязких жидкостей и длинных волн $\lambda \gg a$ одновременный учет вязкости и упругости в некотором приближении производят на основе уравнения (см., например, [8])

$$\frac{d\sigma_{ik}}{dt} + \frac{1}{\tau} \sigma_{ik} = 2\mu \frac{du_{ik}}{dt}, \tag{5}$$

где u_{ik} — тензор деформаций, τ — время релаксации и μ — модуль сдвига. Для частот ω, для которых $\omega\tau \gg 1$, такая среда ведет себя как твердое тело ($\sigma_{ik} = 2\mu u_{ik}$), а при $\omega\tau \ll 1$ мы имеем дело с вязкой жидкостью $\left(\sigma_{ik} = 2\mu\tau \frac{du_{ik}}{dt} \equiv \eta \frac{du_{ik}}{dt}\right)$.

При переходе к возмущениям с все меньшим характерным масштабом λ роль упругости будет, вообще говоря, повышаться (например, квазикристаллик труднее разрушить, чем сдвинуть такие квазикристаллики друг относительно друга). Если для ориентировки опираться при этом на уравнение (5), то сказанное означает, что время τ зависит от λ (т. е. имеет место пространственная дисперсия τ). В результате даже маловязкие жидкости (в обычных условиях) для мелкомасштабных возмущений ($\lambda \sim a$) могут вести себя как очень вязкие жидкости и, практически, как твердые тела. Разумеется, подобные соображения нуждаются в уточнении и, в принципе, допускают проверку на опыте. Здесь существенно лишь подчеркнуть, что в рамках моделей, приводящих к появлению электрострикционных сил типа (4), жидкость в довольно широких пределах должна вести себя как твердое тело. Поэтому результаты опытов [7], свидетельствующие о компенсации всех стрикционных сил упругими силами, не только не кажутся нам удивительными, но представляются вполне естественными.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. N. H. Robinson, Phys. Reports, **16**, 313 (1975).
2. В. Л. Гинзбург и В. А. Угаров, УФН, **118**, 175 (1976); **122**, 325 (1977).
3. I. Bravik, Phys. Reports, **52**, 134 (1979).

* Даже в случае соблюдения соотношения Клаузиуса—Масотти, как это предполагается в [5], вычисление (для данной модели) производных от $E_{эфф}$ может оказаться значительно менее точным, чем вычисление самого поля $E_{эфф}$.

4. В. Л. Гинзбург, УФН, 110, 309 (1973)
5. R. Peierls, Proc. Roy. Soc., A347, 475 (1976); A355, 141 (1977).
6. R. V. Jones and J. C. S. Richards, Proc. Roy. Soc., A221, 480 (1954).
7. R. V. Jones and B. Leslie, Proc. Roy. Soc., A360, 347 (1978).
8. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Теория упругости, изд. Наука, М., § 36, 1965.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
2 июля 1979 г.

УДК 543.42

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ СДВИГОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЛИНИЙ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗА

А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов

В работе [1] было отмечено совпадение в ряде случаев знака сдвига спектральных линий молекул давлением того же газа со знаком штарковского смещения центра этих линий. Далее (см. [2]) для переходов $J=1 \leftarrow 0$, $K=0$ ряда молекул типа симметричного волчка были найдены эмпирические закономерности, связывающие параметр сдвига этих линий давлением $\Delta\nu_c$ (сдвиг на единицу давления) с частотой линии ν и квадратом дипольного момента μ^2 молекулы,

$$\Delta\nu_c = r\,\nu\,\mu^2, \tag{1}$$

где r — некая постоянная, слабо зависящая от массы молекулы. Среднее значение постоянной r при $T \approx 300$ K для молекул PH_3, CH_3Cl, AsH_3, CH_3Br, CH_3I и NH_3 ($v_2 = 1$) оказалось равным

$$\bar{r} \approx 8 \cdot 10^{27}\ (CGS). \tag{2}$$

Простота и, по-видимому, универсальный характер этой не отмечавшейся ранее зависимости побуждает провести попытку ее интерпретации, которая и приводится в настоящей заметке

Будем считать, что сдвиг спектральной линии обусловлен штарковским смещением уровней молекулы, между которыми происходит переход в некотором эффективном поле, создаваемом другими молекулами. Для перехода $J = 1 \leftarrow 0$ в грубом приближении можно полагать, что штарковское смещение центра линий в поле $\mathcal{E}$ определяется смещением нижнего уровня с $J = 0$ [3],

$$E(J=0) = -\frac{\mu^2 \mathcal{E}^2}{3h\nu}. \tag{3}$$

Энергия взаимодействия двух диполей при учете больцмановского фактора и усреднении по направлениям равна [4]

$$\langle E \rangle = -\frac{2}{3kT}\,\frac{\mu^4}{R^6}. \tag{4}$$

Поле же «средней» молекулы на расстоянии R получим, приравняв (3) и (4):

$$\mathcal{E}^2(R) = \frac{2h\nu\mu^2}{kT}\,\frac{1}{R^6}. \tag{5}$$

Эффективное поле вычисляется тогда суммированием (5) по всем молекулам, находящимся далее некоторого минимального расстояния R_0,

$$\mathcal{E}^2_{\text{эфф}} = n\int\limits_{R_0}^{\infty} 4\pi R^2 \mathcal{E}^2(R)\,dR = \frac{8\pi n h\nu\mu^2}{3kTR_0^3}, \tag{6}$$

где n — плотность молекул.

Для дальнейшего нужно оценить значение минимального расстояния R_0 Мы будем считать просто, что молекулы, приближающиеся на такое расстояние, при котором изменение штарковской энергии будет порядка кванта перехода, вызовут изменение