

ВЛИЯНИЕ ТОНКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВО ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ТЕЛ И СВОЙСТВА ЖИДКИХ ПЛЕНОК

Ю. С. Бараш

Показано, что тонкие слои на поверхностях, при определенных условиях, оказывают существенное влияние на ван-дер-ваальсово взаимодействие макроскопических тел и свойства смачивающих жидких пленок. Найденные теоретические результаты допускают непосредственное экспериментальное изучение.

Для тонких слоев функциональная зависимость ван-дер-ваальсова взаимодействия от расстояния в большей степени, чем обычно, связана с их конкретными свойствами и, в частности, с коллективными эффектами в них. Действительно, из суммирования попарного ван-дер-ваальсова взаимодействия атомов, составляющих два тонких слоя на расстоянии l друг от друга, следует, что энергия взаимодействия тонких слоев при пренебрежении запаздыванием пропорциональна l^{-4} . В то же время, как заметили Тан и Андерсон¹, рассмотрение простейшей модели для электронного газа показывает, что энергия ван-дер-ваальсова притяжения двух тонких металлических слоев в аналогичных условиях спадает с расстоянием существенно медленнее, а именно как $l^{-5/2}$. Здесь важен специфический характер дисперсии $\omega(k)$ для длинноволновых плазменных колебаний в двумерных металлах (похожая картина имеет место и для одномерных металлов^{2,1}).

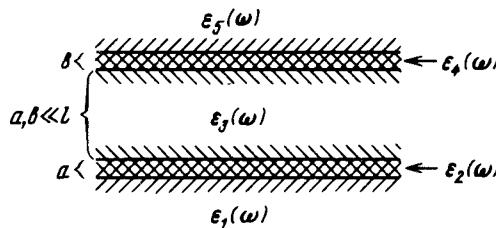
В предлагаемой работе рассмотрено ван-дер-ваальсово взаимодействие в системе, схематически изображенной на рисунке. Ниже приведено описание двух частных случаев, допускающих прямое экспериментальное изучение. Полное изложение работы будет опубликовано в³.

Исходя из результатов общей теории ван-дер-ваальсовых сил можно показать, что поведение ван-дер-ваальсова взаимодействия тел с тонким слоем существенно зависит от различия между диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2(i\tilde{\omega})$ данного слоя и проницаемостями $\epsilon_1(i\tilde{\omega})$,

$\epsilon_3(i\tilde{\omega})$ прилегающих к нему сред, в характерной области мнимых частот. Важную роль здесь играет безразмерный параметр

$$\frac{a}{l} \gamma(i\tilde{\omega}) = \frac{a}{l} \frac{[\epsilon_2(i\tilde{\omega}) - \epsilon_1(i\tilde{\omega})][\epsilon_2(i\tilde{\omega}) - \epsilon_3(i\tilde{\omega})]}{\epsilon_2(i\tilde{\omega})[\epsilon_1(i\tilde{\omega}) + \epsilon_3(i\tilde{\omega})]}, \quad (1)$$

где l есть расстояние от слоя до другого тела, а a — толщина тонкого слоя ($a \ll l$). При условии $\epsilon_2(i\tilde{\omega}) \sim \epsilon_1(i\tilde{\omega})$ или $\epsilon_2(i\tilde{\omega}) \sim \epsilon_3(i\tilde{\omega})$ имеем $a |\gamma(i\tilde{\omega})| / l \ll 1$ и тогда для описания взаимодействия важны лишь первые члены теории возмущений по степеням параметра a/l . Вместе с тем для каждого из случаев $\epsilon_2(i\tilde{\omega}) \gg \epsilon_{1,3}(i\tilde{\omega})$, $\epsilon_2(i\tilde{\omega}) \ll \epsilon_{1,3}(i\tilde{\omega})$ имеется область расстояний, где $a |\gamma(i\tilde{\omega})| / l \gtrsim 1$ и нельзя ограничиться учетом конечного числа членов теории возмущений по степеням величины a/l .



Для тонких слоев металла, окруженных диэлектрическими средами, обычно выполняется неравенство $a |\gamma(i\tilde{\omega})| / l \gtrsim 1$. Это обстоятельство должно быть учтено, например, при нахождении ван-дер-ваальса взаимодействия двух разделенных пустой плоской щелью ($\epsilon_3 = 1$) одинаковых макроскопических диэлектрических тел с тонкими металлическими слоями на поверхностях ($a = b \ll l$). В случае $T \ll \hbar\tilde{\omega} \ll \hbar c/l$ поведение диэлектрических проницаемостей в существенной области на верхней мнимой оси частот будем описывать простейшими выражениями $\epsilon_{1,5}(i\omega) = 1 + \Omega_1^2/(\omega^2 + \omega_1^2)$, $\epsilon_{2,4}(i\omega) = 1 + \Omega_p^2/\omega^2$; при этом $\tilde{\omega} \sim (a/l)^{1/2} \omega_1 \Omega_p / (2\omega_1^2 + \Omega_1^2)^{1/2}$. В результате для приходящейся на единицу площади соприкоснения энергии взаимодействия тел находим

$$E_S = - \frac{\hbar}{64 \sqrt{2\pi} l^2} \frac{\Omega_1^4}{(2\omega_1^2 + \Omega_1^2)^{3/2}} \left[1 + 3 \left(\pi \frac{a}{l} \right)^{1/2} \frac{\Omega_p \omega_1^3 (\omega_1^2 + 2\Omega_1^2)}{\Omega_1^4 (2\omega_1^2 + \Omega_1^2)} \right] \quad (2)$$

Существенно, что отношение второго слагаемого к первому здесь может быть вовсе не мало. Например, если ориентировочно положить $l = 10a$, $\Omega_1 \approx 1$, ω_1 , то данное отношение примерно равно $\Omega_p / 2\Omega_1$. Таким образом, влияние тонких металлических слоев на ван-дер-ваальсов взаимодействие диэлектрических тел качественно и количественно отличается от влияния диэлектрических слоев той же толщины. Оно тем заметнее, чем больше отношение плазменной частоты металла к частоте, характеризующей спектр диэлектрических тел. Соответствующий добавок к энергии вполне может составить 100% от взаимодействия тел в отсутствие слоев металла на их поверхностях.

Далее, наличие тонкого металлического слоя на диэлектрической подложке приводит к следующему добавку к химическому потенциалу частиц в жидкой диэлектрической пленке толщины l на данной поверхности

$$\Delta_2 \mu(l) = - \frac{m}{\rho} \frac{15 \hbar \Omega_p a^{1/2}}{128 \sqrt{2\pi} l^{7/2}} \frac{\omega_3 \omega_1^3 (\omega_3^2 + \Omega_3^2) \Omega_3^2}{(2\omega_3^2 + \Omega_3^2)(2\omega_1^2 \omega_3^2 + \omega_1^2 \Omega_3^2 + \omega_3^2 \Omega_1^2)^{3/2}} . \quad (3)$$

Здесь ρ есть массовая плотность, m — масса отдельной молекулы (или атома) в простой однокомпонентной жидкости; диэлектрическая проницаемость пара положена равной единице ($\epsilon_4 = \epsilon_5 = 1$), а для проницаемостей подложки и пленки использованы выражения

$\epsilon_{1,3}(i\omega) = 1 + \frac{\Omega_1^2}{\omega^2 + \omega_{1,3}^2}$. В отсутствие поверхностного слоя металла имеем $\Delta_1\mu(l) = m\hbar\tilde{\omega}/\rho 8\pi^2 l^3$. Выражение для $\tilde{\omega}$ через проницаемости $\epsilon_1(i\omega)$, $\epsilon_3(i\omega)$ дано в ⁴. Из сравнения значений $|\Delta_2\mu(l)|$ и $|\Delta_1\mu(l)|$ следует, что они могут иметь один порядок величины, даже если проницаемости $\epsilon_1(i\omega_0)$ и $\epsilon_3(i\omega_0)$ заметно различаются. При этом в случае $\epsilon_1(i\omega_0) < \epsilon_3(i\omega_0)$ знаки у $\Delta_2\mu(l)$ и $\Delta_1\mu(l)$ различны, и тонкий металлический слой на диэлектрической поверхности может стабилизировать за счет сил Ван-дер-Ваальса жидкую полимолекулярную диэлектрическую пленку, неустойчивую в ее отсутствие. Тонкий слой металла на вертикальной диэлектрической стенке может привести к заметному изменению профиля смачивающей эту стенку диэлектрической жидкости (в соответствии с равенством $\Delta_1\mu(l) + \Delta_2\mu(l) + mg h = 0$, где h — высота над уровнем массивной жидкости).

Необычно большое влияние тонких слоев на ван-дер-ваальсово взаимодействие, имеющее место при условии $\epsilon_2(i\tilde{\omega}) \gg$ (или \ll) $\epsilon_{1,3}(i\tilde{\omega})$ проявляется и в ряде других случаев ³. Речь здесь может идти не только о тонких слоях металла, к которым прилегают диэлектрические среды, но и о тонких диэлектрических слоях, окруженных металлическими средами. Температурный вклад в ван-дер-ваальсово взаимодействие заметно модифицируется для тонких слоев полярных (либо неполярных) диэлектриков, к которым прилегают неполярные (соответственно, полярные) среды. В ³ рассмотрено также взаимодействие диэлектрических слоев с металлическими и взаимодействие атомов с тонкими слоями.

Я благодарен В.Л.Гинзбургу и Л.П.Питаевскому за обсуждение работы и полезные замечания.

Литература

1. Tan S.L., Anderson P.W. Chem. Phys. Lett., 1983, 97, 23.
2. Chang D.B., Cooper R.L., Drummond J.E., Young A.C. Phys. Lett., 1971, A37, 311.
3. Бараш Ю.С. Кн."Проблемы теоретической физики и астрофизики" (под ред. Л.В.Келдыша, В.Я.Файнберга). М.: Наука, № 4, с. 77.
4. Дзялошинский И.Е., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. УФН, 1961, 73, 381.