Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 2, стр. 76 – 79 *25 января 1987 г.*

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПЛЕНОК ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

Г.И.Салистра

Рассчитана зависимость диэлектрической проницаемости адсорбированной на поверхности твердого тела тонкой плоской пленки жидкого He от толщины пленки, характерной энергии подложки и толщины слоя замерзшего He. Установлена возможность наблюдения эффекта и использования его для определения указанных выше параметров.

Основным параметром плоской пленки жидкого He, адсорбированной на поверхности твердого тела, является ее толщина l. Измерение l тонких пленок с точностью до толщины моноатомного слоя (3,6Å) по-прежнему остается трудной задачей. При обработке полученных различными методами разультатов обычно полагают, что пленка однородна и ее диэлектрическая проницаемость (ДП) не отличается от объемного значения ДП.

Покажем, что в действительности ДП тонких пленок жидкого He содержит заметную неоднородную часть $\Delta\epsilon^B$, которая зависит от свойств подложки, толщины замерзшего He и медленно, как $1/l$, убывает с ростом l. Последнее и приводит к заметной величине эффекта для пленок с l, значительно бо́льшими толщины моноатомного слоя.

Появление неоднородного вклада в ДП для расстояний от подложки, превышающих атомные размеры, в основном, связано с имеющимся в системе длинноволновым флуктуационным электромагнитным полем. Вклад поля в $\Delta\epsilon^B$ пропорционален среднему квадрату его неоднородной части. Последний, и соответственно, $\Delta\epsilon^B$, неоднороден по толщине пленки и зависит от l и свойств подложки.

Стрикционное происхождение обсуждаемого эффекта и "газоподобность" плотностных и диэлектрических свойств жидкого Не позволяет понять заметную величину эффекта в рассматриваемых пленках. Так, сжимаемость жидкого Не $\beta_T \approx 1{,}2 \cdot 10^{-8}$ ед. СГСЭ, что на 1 – 2 порядка больше, чем у других жидкостей, и стрикционный эффект здесь велик. С другой стороны, обычно измеряемая величина $\epsilon - 1$ (ϵ – ДП Не в объеме) здесь $\approx 6 \cdot 10^{-2}$, по сравнению с единицей для типичных жидкостей. В результате измеряемое относительное отклонение ДП – $\Delta\epsilon^B/(\epsilon - 1)$, должно быть достаточно большим.

Рассмотрим пленку с плоскими поверхностями раздела при $x = 0$ на границе твердого тела и при $x = l$ на границе с паром. Учтем, что пленка отделена от подложки слоем твердого Не толщиной $D_0 \sim 1 - 2$ атомных слоя. Для ДП пленки $\epsilon(x)$ примем следующую модель: при $x < 0$ $\epsilon(x)$ равно ДП металла ϵ_1, при $0 \leqslant x \leqslant D_0$ оно равно ДП твердого Не и в жидкой части пленки при $D_0 \leqslant x \leqslant l$ $\epsilon(x) = \epsilon + \Delta\epsilon^B(x)$. Полагаем, что при $x \geqslant D_0$ $\Delta\epsilon^B(x)$ определяется, в основном, длинноволновым полем и применима общая теория ван-дер-ваальсовых сил [1].

Линейная зависимость ДП Не от плотности позволяет представить $\Delta\epsilon^B(x)$ в виде

$$\Delta\epsilon^B(x) = \frac{\epsilon - 1}{\rho} \Delta\rho^B(x), \tag{1}$$

где ρ – плотность объемного Не и $\Delta\rho^B(x)$ – определяемый ван-дер-ваальсовыми силами профиль плотности в жидкой части пленки. Для произвольного неоднородного диэлектрика $\Delta\rho^B(x)$ известно [2]

$$\Delta\rho^B(x) = \frac{T}{4\pi} \rho^2 \beta_T \sum_{n=0}^{\infty}{}' \omega_n^2 \frac{\partial\epsilon(i\omega_n)}{\partial\rho} D_{ll}(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \omega_n), \tag{2}$$

где T – температура, $\omega_n = 2\pi n T$, n – целые числа и $D_{ll}(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \omega_n)$ – неоднородная часть функции Грина фотона при совпадающих значениях аргументов. Для тонких пленок ($l < 30 - 40$ атомных слоев) запаздыванием и температурными эффектами можно пренебречь. После перехода в (2) от $\sum_{n=0}^{\infty}{}'$ к $\int_0^\infty \frac{d\xi}{2\pi}$ из (1) найдем

$$\Delta\epsilon^B(x) = \frac{(\epsilon - 1)\beta_T}{8\pi^2} \int_0^\infty \xi^2 \left(\rho \frac{\partial\epsilon(i\xi)}{\partial\rho}\right)_T D_{ll}(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \xi) d\xi. \tag{3}$$

При расчете интеграла в (3) ограничимся слагаемыми первого порядка по $\epsilon - 1$. В этом приближении поверхность раздела жидкий Не – пар не вносит вклада в D_{ll} [3] и, как и в случае двухфазной системы, жидкий Не – твердое тело, D_{ll} может быть представлена в виде [3]

$$D_{ll}(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \xi) = \frac{\Delta(i\xi)}{2x^3 \epsilon(i\xi)\xi^2}, \qquad \Delta(i\xi) = \frac{\epsilon_1(i\xi) - \epsilon(i\xi)}{\epsilon_1(i\xi) + \epsilon(i\xi)}, \tag{4}$$

ϵ_1 – ДП твердого тела. Подстановка (4) в (3) приводит к

$$\Delta\epsilon^B(x) = \frac{(\epsilon - 1)\beta_T}{16\pi^2 x^3} \int_0^\infty d\xi \frac{\epsilon(i\xi) - 1}{\epsilon(i\xi)} \Delta(i\xi). \tag{5}$$

Поскольку жидкий Не поглощает в более высокочастотной области, чем подложка, то в принятом по $\epsilon - 1$ приближении (5) можно представить в виде

$$\Delta\epsilon^B(x) = \frac{(\epsilon - 1)^2 \beta_T \hbar\bar{\omega}}{16\pi^2 x^3}, \qquad \hbar\bar{\omega} = \hbar \int_0^\infty \frac{\epsilon_1(i\xi) - 1}{\epsilon_1(i\xi) + 1} d\xi. \tag{6}$$

Диэлектрические свойства жидкой части пленки определяются функцией $\Delta\epsilon^B(l)$, которая представляет собой среднее значение $\Delta\epsilon^B(x)$ по толщине пленки

$$\Delta\epsilon^B(l) = (l - D_0)^{-1} \int_{D_0}^{l} \Delta\epsilon^B(x)dx. \quad (7)$$

Из (6) и (7) с точностью до слагаемых третьего порядка по малому параметру D_0/l найдем

$$\Delta\epsilon^B(l) = \frac{(\epsilon-1)^2\beta_T \hbar\tilde{\omega}}{32\pi^2 D_0^3}\left[\frac{D_0}{l} + \left(\frac{D_0}{l}\right)^2\right]. \quad (8)$$

Таким образом, при $l \gg D_0$ ДП пленки убывает по закону $1/l$. Для различных твердых подложек $\hbar\tilde{\omega} \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ [4], типичное значение для металлов $\sim 3\cdot 10^{-11}$. Для l и D_0 в атомных слоях

$$\Delta\epsilon^B(l) \approx \frac{10^{-1}}{lD_0^2}\left(1 + \frac{D_0}{l}\right). \quad (9)$$

Для пленок с $l \sim 5 - 30$, $\Delta\epsilon^B(l) \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, что сравнимо с измеряемой $\epsilon - 1 \sim \sim 6\cdot 10^{-2}$. Это обстоятельство и специфическая зависимость $\Delta\epsilon^B(l)$ от l и D_0 делают необходимым учет обсуждаемого эффекта при измерении ДП тонких пленок.

Пусть пленка Не адсорбирована на поверхности металла, которая используется в качестве одной из обкладок конденсатора с расстоянием между обкладками $d \gg l$. С точностью до слагаемых $\sim D_0/d$ разность между емкостями рассматриваемого $(C(l,d)$ и пустого $(C(d))$ конденсаторов имеет вид

$$\frac{C(l,d) - C(d)}{C(d)} \approx 6\cdot 10^{-2}\frac{l}{d} + \frac{10^{-1}}{D_0^2 d} + \frac{10^{-1}}{D_0 dl}. \quad (10)$$

В пренебрежении $\Delta\epsilon^B(l)$ рассматриваемая разность – линейная функция l, которая обращается в нуль при $l = 0$. Второе слагаемое в (10) оставляет разность емкостей линейной функцией l, не проходящей, однако, через начало координат. Третье слагаемое существенно лишь для предельно тонких пленок и увеличивает отклонение емкости от его значений для однородной пленки. При $l \sim 10$ и $d \sim 10^3$ оба обсуждаемых слагаемых доступны наблюдению. Выражение (10) удобно представить в виде

$$\frac{C(l,d) - C(d)}{C(d)} \approx 6\cdot 10^{-2}\frac{\tilde{l}}{d}, \qquad \tilde{l} = l + b,\ b = \frac{10}{6D_0^2}. \quad (11)$$

Здесь $\tilde{l}$ – определяемая емкостным методом толщина пленки, которая на величину $b \sim \sim 1 - 2$ атомных слоя больше ее действительного значения l.

Второе слагаемое в (9) может быть наблюдаемо при измерении разности емкостей конденсаторов с одинаковым расстоянием между обкладками и толщиной пленок l_1 и l_2

$$\frac{C(l_1,d) - C(l_2,d)}{C(d)} = \frac{\epsilon - 1}{d}(l_1 - l_2)(1 - \sigma), \qquad \sigma = \frac{10}{6D_0}\frac{1}{l_1 l_2}. \quad (12)$$

При $l_1 l_2 \sim 10^2 \div 10^3$, $\sigma \sim 5\cdot 10^{-2} \div 10^{-3}$ и вклады в емкость $\sim 1/l$ доступны наблюдению.

Таким образом, при учете нелинейных свойств жидкого Не (стрикции) длинноволновое флуктуационное электромагнитное поле подложки приводит к тому, что ДП пленки неоднородна, зависит от ее толщины, характерной энергии подложки и параметра D_0. "Газоподобность" жидкого Не и достигнутая ныне высокая точность емкостных измерений делают возможным наблюдение эффекта и позволяют использовать его для определения с высокой точностью величин l, $\hbar\tilde{\omega}$ и D_0.

Автор благодарен А.Ф.Андрееву, В.Л.Покровскому, Д.Е.Хмельницкому, А.М.Дюгаеву и В.И.Панову за полезное обсуждение настоящей работы.

Литература

1. *Дзялошинский И.Е., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* УФН, 1961, **73**, 381.
2. *Салистра Г.И.* Изв. высш. уч. зав., сер. Физика, 1976, № 12, 73.
3. *Пихица П.В., Салистра Г.И.* Изв. высш. уч. зав., сер. Физика, 1981, № 9, 16.
4. *Anderson C.H., Sabisky E.S.* Phys. Rev. A, 1973, **7**, 790.

Одесский государственный университет

Поступила в редакцию
21 июля 1986 г.

Одесский государственный университет
им. И.И.Мечникова

После переработки
7 ноября 1986 г.