

УДК 534.16

© 1990 г.

Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СДВИГОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН
ЛЯВА И ГУЛЯЕВА—БЛЮСТЕЙНА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
ПАРАМЕТРОВ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Предложен прямой акустический метод измерения плотности нормальной компоненты в тонких пленках сверхтекучего гелия. Проанализировано влияние тонкого слоя гелия на скорость и глубину проникновения сдвиговых поверхностных волн Лява и Гуляева—Блюстейна. Преимущества использования сдвиговых поверхностных волн обусловлены тем, что изменение их скорости, как показано, пропорционально плотности нормальной компоненты и толщине пленки гелия.

Одной из проблем физики жидкого гелия является задача изучения его сверхтекучих свойств в тонких пленках, в частности измерение плотностей сверхтекучей и нормальной компонент [1]. Хорошо разработанными методами изучения сверхтекучей компоненты в тонкой пленке являются методы измерения скорости и затухания третьего звука в самой сверхтекучей пленке [1], метод прецизионного измерения сдвига частот крутильных [2] и стоячих акустических колебаний [3, 4], резонатора, взаимодействующего с пленкой гелия. Однако в последнее время получили развитие более эффективные методы измерения свойств жидкой (или газообразной) среды, контактирующей с твердым телом, основанные на бегущих акустических волнах — акустические сенсоры [5, 6]. Точность измерения поверхностной массы, обусловленной тонким адсорбированным слоем, достигает в таком методе 10^{-10} г/см² [6], что соответствует неполностью заполненному монослою атомов. Использование поверхностных акустических волн для измерения параметров (плотности ρ_n и вязкости η) нормальной компоненты сверхтекучего HeII может быть основано на том, что акустические колебания твердой подложки в ее плоскости возбуждают колебания только нормальной компоненты HeII. Поэтому слой HeII приводит к малому изменению скорости и затухания поверхностной акустической волны в твердой подложке. В настоящей работе обсуждается метод измерения плотности нормальной компоненты HeII, основанный на бегущих сдвиговых поверхностных волнах (СПВ) — чисто поперечных волнах, поляризованных в плоскости границы. Выяснено влияние ρ_n на свойства СПВ различной природы в системе слой — подложка (волны Лява) и в пьезоэлектрическом кристалле (волны Гуляева — Блюстейна). Для измерения параметров нормальной компоненты HeII в тонкой пленке использование СПВ по сравнению с поверхностными волнами Рэлея обладает тем преимуществом, что СПВ вовлекают в движение только нормальную компоненту, а поверхностные волны, содержащие вертикальные смещения границы твердого тела, вовлекают в движение обе компоненты HeII¹.

Рассмотрим упругие колебания границы изотропного твердого тела в ее плоскости при наличии на ней слоя HeII толщиной h . Уравнения движения в такой системе сводятся к уравнениям теории упругости для твердого тела и уравнениям для вязкой волны в слое HeII

$$\rho_n \dot{v}_{ny} = \eta \Delta v_{ny}, \quad (1)$$

¹ Идея предлагаемого акустического метода кратко изложена в докладе [13].

где v_n — скорость нормальной компоненты, ось Y лежит в плоскости границы, перпендикулярно направлению распространения волны (оси X). (Ось Z направлена по внешней нормали к границе). Граничные условия на границе раздела $Z = 0$ твердого тела с жидким HeII имеют вид

$$v_{ny} = \dot{u}_y, \quad \sigma_{zy} = \eta \frac{\partial v_{ny}}{\partial z}, \quad (2)$$

где u — вектор упругого смещения границы твердого тела, $\sigma_{zy} = C_{44} \partial u_y / \partial z$ — тензор упругих напряжений, C_{44} — сдвиговый модуль упругости. На свободной поверхности ($Z = h$) граничные условия имеют вид

$$\eta \partial v_y / \partial z = 0. \quad (3)$$

С использованием уравнения (1) и граничных условий (2), (3) получаем следующее дисперсионное уравнение для сдвиговой поверхностной волны, обусловленной наличием слоя HeII:

$$C_{44} \sqrt{k^2 - \frac{D\omega^2}{C_{44}}} = i\omega\eta \sqrt{k^2 - \frac{i\rho_n\omega}{\eta}} \operatorname{th} \left(\sqrt{k^2 - \frac{i\rho_n\omega}{\eta}} h \right), \quad (4)$$

где ω , k — частота и волновое число, D — плотность твердого тела.

Будем рассматривать реализующийся в ультразвуковых экспериментах случай, когда скорость сдвиговой волны значительно превышает скорость вязкой волны

$$k^2 \ll \rho_n \omega / \eta, \quad \omega \ll \rho_n C_{44} / D \eta. \quad (5)$$

В этом случае, если толщина слоя превышает вязкую длину HeII $h \gg \gg \delta = (2\eta/\rho_n\omega)^{1/2}$, то из уравнения (4) можно получить следующие выражения для скорости V и обратной глубины проникновения κ СПВ в твердом теле:

$$V = C_{44} / \sqrt{C_{44}D + i\rho_n\omega\eta}, \quad (6)$$

$$\kappa \equiv \sqrt{k^2 - \frac{D\omega^2}{C_{44}}} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{C_{44}} \sqrt{\rho_n\omega\eta}. \quad (7)$$

Как видно из (6), и (7), параметром HeII, влияющим на свойства СПВ, является произведение $\rho_n\eta$, т. е. для определения плотности нормальной компоненты HeII необходимо знать его вязкость из независимых экспериментов (и наоборот).

Аналогичная (6), (7) СПВ была рассмотрена в работе [7] на границе твердого тела с несверхтекучей вязкой жидкостью (газом).

В интересующем нас случае слоя HeII толщиной меньшей вязкой глубины $h \ll \delta$ из (4) можно получить следующее выражение для обратной глубины проникновения СПВ:

$$\sqrt{k^2 - \frac{D\omega^2}{C_{44}}} = \frac{h\omega}{C_{44}} (\rho_n\omega + i\eta k^2), \quad (8)$$

т. е. в рассматриваемом случае $\rho_n\omega \gg \eta k^2$ на свойства СПВ влияет только плотность нормальной компоненты HeII в отличие от случая массивного HeII ($h \gg \delta$). Из (8) находим выражение для скорости поверхностной акустической волны

$$V^2 = \frac{C_{44}}{D} - \left(\frac{\rho_n h \omega}{D} \right)^2, \quad (9)$$

т. е. изменение скорости волны, обусловленное тонким слоем HeII, квадратично по параметру $\rho_n h$:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_n h \omega}{D V_0} \right)^2, \quad (10)$$

где $V_0 = (C_{44}/D)^{1/2}$ — скорость объемной сдвиговой волны в данном направлении. Для характерных параметров твердого тела $D \approx 2$ г/см³,

$V_0 \approx 3 \cdot 10^5$ см/с ($\omega = 2\pi \cdot 10^9$ с⁻¹) и тонкой ненасыщенной пленки гелия $\rho_n \approx 4 \cdot 10^{-2}$ г/см³ при $T = 1,5$ К [8], $h = 3 \cdot 10^{-7}$ см получаем $\Delta V/V_0 \sim \sim 10^{-8}$, что находится на пределе чувствительности современных экспериментальных методов [6, 9]. Такое малое изменение скорости волны связано с тем, что СПВ в данном случае полностью обусловлены наличием слоя HeII: $\kappa = 0$ при $\rho_n h = 0$.

Естественно, что в эксперименте удобнее измерять параметры пленки HeII, если изменение скорости СПВ, обусловленное тонким слоем, линейно по параметру $\rho_n h$. Этого можно достичь, если СПВ существуют и в отсутствие слоя HeII. Такая ситуация реализуется, например, в системе замедляющий слой-подложка (волна Лява), а также на определенных границах в пьезокристаллах (волна Гуляева—Блюстейна).

Пусть пленка HeII толщиной h расположена на упругом слое толщиной d , находящегося в акустическом контакте с упругим полупространством. В случае, когда толщина пленки HeII меньше вязкой длины, в низкочастотном пределе (5) граничные условия к уравнениям теории упругости на границе HeII с твердым телом ($Z = d$) имеют вид

$$\sigma_{z\alpha} = -\sigma_n \ddot{u}_\alpha, \quad (11)$$

$$\sigma_{zz} = -\sigma \ddot{u}_z, \quad (12)$$

где индекс $\alpha = 1, 2$ нумерует оси координат в касательной плоскости, а ось Z направлена по внешней нормали к твердому телу, \mathbf{u} — вектор упругого смещения границы твердого тела, $\sigma_n = \rho_n h$, $\sigma = (\rho_n + \rho_s)h \equiv \equiv \rho h$ — избыточные поверхностные массы, обусловленные нормальной и полной плотностями тонкой пленки HeII. Граничные условия (11), (12) учитывают, что колебание границы твердого тела в плоскости пленки вовлекает в движение только нормальную компоненту HeII, а вертикальные смещения границы вовлекают в движение как целое обе компоненты HeII. Граничное условие (12) для тонкой пленки HeII является фактически следствием более общего условия на границе массивного HeII с твердым телом в случае смещения границы по нормали к ней [10]. Эти граничные условия отражают закон сохранения массы, который справедлив для полной плотности HeII: $\rho = \rho_n + \rho_s$.

Используя на границе раздела $Z = d$ граничные условия (11) и обычные граничные условия на плоскости $Z = 0$ упругого полупространства и слоя, получаем следующее дисперсионное уравнение для СПВ, распространяющейся в такой системе:

$$D_0 s_{0\perp}^2 \kappa_0 = \kappa_1 D s_{\perp}^2 \operatorname{tg}(d\kappa_1) + \sigma_n \omega^2 \left[1 + \frac{D_0 \kappa_0 s_{0\perp}^2}{D s_{\perp}^2 \kappa_1} \operatorname{tg}(d\kappa_1) \right], \quad (13)$$

$$\kappa_0 = \left(\frac{s_{0\parallel}^2}{s_{0\perp}^2} k^2 - \frac{\omega^2}{s_{0\perp}^2} \right)^{1/2}, \quad \kappa_1 = \left(\frac{\omega^2}{s_{\perp}^2} - k^2 \frac{s_{\parallel}^2}{s_{\perp}^2} \right)^{1/2},$$

где s_{\parallel} , $s_{0\parallel}$ — скорости объемных поперечных упругих волн, поляризованных перпендикулярно сагиттальной плоскости, в направлении, параллельном границе раздела, s_{\perp} и $s_{0\perp}$ — соответственно скорости в направлении перпендикулярном к границе (индекс 0 относится к упругому полупространству). Различие в общем случае скоростей сдвиговых волн в направлениях, параллельном и перпендикулярном границе, связано с упругой анизотропией слоя и подложки. Положив в уравнении (13) $\sigma_n = 0$, получаем дисперсионное уравнение для СПВ в системе упругоанизотропный слой на анизотропной подложке [11], в случае же $d = 0$ и $s_{\perp} = s_{\parallel} = s$, $s_{0\perp} = s_{0\parallel} = s_0$ мы получаем уравнение (8) в низкочастотном пределе (5). Отметим, что в отсутствие промежуточного слоя ($d = 0$) с использованием граничных условий (11), (12) можно рассчитать также влияние тонкой пленки HeII на скорость рэлеевских поверхностных волн в твердом теле, и оказывается, что сдвиг скорости рэлеевской волны линеен по параметрам σ_n и σ , т. е. пропорционален толщине пленки HeII. Однако в отличие от СПВ изменение скорости рэлеевской волны определяется комбинацией параметров σ и σ_n , т. е. зависит от плотности [как] нормальной, так и сверхтекучей компонент пленки HeII.

Дисперсионное уравнение (13) в случае $dk_0 \ll 1$, $dk_1 \ll 1$ принимает вид

$$D_0 s_{0\perp}^2 \sqrt{\frac{s_{0\parallel}^2}{s_{0\perp}^2} k^2 - \frac{\omega^2}{s_{0\perp}^2}} = \omega^2 \left[\sigma_n + Dd \left(1 - \frac{s_{\parallel}^2}{s_{0\parallel}^2} \right) \right] > 0, \quad (14)$$

которое в случае $s_{\parallel}^2/s_{0\parallel}^2 < 1 + \sigma_n/(Dd)$ определяет скорость СПВ. При этом выражение для изменения скорости СПВ, обусловленное $\sigma_n \ll Dd$ тонкой пленки HeII на замедляющем слое $s_{\parallel} < s_{0\parallel}$, приобретает вид

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\sigma_n Dd (1 - s_{\parallel}^2/s_{0\parallel}^2) \omega^2}{s_{0\perp}^2 D_0^2}, \quad V_0 \approx s_{0\parallel}, \quad (15)$$

т. е. изменение скорости линейно по параметру σ_n и квадратично по частоте ω . Для характерных параметров тонкой пленки гелия, замедляющего слоя и подложки: $\rho_n = 4 \cdot 10^{-2}$ г/см³, $h = 3 \cdot 10^{-7}$ см, $\omega = 2\pi \cdot 10^8$ с⁻¹, $D \approx D_0 = 2$ г/см³, $d(1 - s_{\parallel}^2/s_{0\parallel}^2) \sim 10^4$ см, $s_{0\perp} = 4 \cdot 10^5$ см/с, из (15) получаем $\Delta V/V_0 \sim 10^{-6}$, т. е. при тех же параметрах пленки гелия и упругого полупространства, что и в случае (10), изменение скорости СПВ на два порядка больше даже на меньших частотах. Подчеркнем в связи с этим, что выражения (14), (15) справедливы при следующих ограничениях на частоту ω : $\kappa_1 d \sim \omega d/s \ll 1$. Как видно из (15), в случае упругоанизотропного полупространства при заданном значении $V_0 \approx s_{0\parallel}$ изменение скорости СПВ, обусловленное тонкой пленкой HeII, возрастает с уменьшением $s_{0\perp} \neq s_{0\parallel}$, т. е. с увеличением анизотропии.

Связь между электрическими (магнитными) и акустическими полями приводит к тому, что в пьезокристаллах (пьезомагнетиках) СПВ могут существовать и без замедляющего слоя. Эти волны являются глубоко проникающими и, как показано в [12], их свойства оказываются очень чувствительными к приповерхностным искажениям акустических параметров кристалла, в частности к избыточной поверхностной массе. Поэтому следует ожидать заметного влияния тонкой пленки HeII на поверхности пьезокристалла на скорость СПВ. Рассмотрим распространение СПВ на плоскости (100) в направлении [010] гексагонального пьезокристалла класса C_{6v} . Используя механические граничные условия (11) и обычные квазистатические электрические граничные условия, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\sqrt{k^2 - \frac{D\omega^2}{\bar{C}_{55}}} = k[K^2/(1 + \epsilon) + k\sigma_n/D], \quad (16)$$

где $\bar{C}_{55} = C_{55} + 4\pi\beta^2/\epsilon$, $K^2 = 4\pi\beta^2/\bar{C}_{55}\epsilon$ — параметр электромеханической связи в кристалле, β — пьезомодуль, ϵ — диэлектрическая проницаемость пьезокристалла. В случае $k\sigma_n/D \ll K^2$ относительное изменение скорости СПВ, обусловленное тонкой пленкой HeII, линейно по параметру σ_n и по частоте ω и имеет вид

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{K^2 \sigma_n \omega}{\sqrt{D\bar{C}_{55}}}, \quad V_0 = \sqrt{\bar{C}_{55}/D}. \quad (17)$$

При тех же параметрах пленки HeII, что и в предыдущих случаях, и параметрах пьезокристалла $D = 2,2$ г/см³, $V_0 = 4 \cdot 10^5$ см/с, $k^2 \approx 10^{-2}$ (например, кварц) получаем $\Delta V/V_0 \sim 10^{-6}$ при $\omega = 2\pi \cdot 10^9$ с⁻¹. Иными словами, изменение скорости СПВ, обусловленное пленкой сверхтекучего HeII толщиной порядка десяти межатомных расстояний, доступно для экспериментального обнаружения даже в не очень сильном пьезокристалле.

Таким образом, с помощью измерения скорости сдвиговой поверхностной волны в кристалле можно определить плотность нормальной компоненты тонкой пленки HeII. В случае, когда пленка HeII находится на поверхности кристалла без пьезоэффекта, изменение скорости СПВ квадратично по параметру $\sigma_n = \rho_n h$. В пьезокристаллах или при наличии промежуточного замедляющего слоя сдвиг скорости СПВ линеен по па-

раметру σ_n . Рассмотренные эффекты демонстрируют возможность современных акустических методов (акустических сенсоров) для измерения параметров HeII в тонких пленках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Паттерман С.* Гидродинамика сверхтекучей жидкости. М.: Мир, 1978. 520 с.
2. *Боровиков А. П., Пешков В. П.* О взаимодействии колеблющейся твердой стенки с раствором $^3\text{He} - ^3\text{He}$ // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 1. С. 300—310.
3. *Chester M., Yang L. C., Stephens J. B.* Quartz Microbalance Studies of an Adsorbed Helium Film // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. № 4. P. 211—214.
4. *Chester M., Yang L. C.* Superfluid Fraction of Thin Helium Films // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. № 23. P. 1377—1380.
5. *Ricco A. S., Martin S. J.* Acoustic Wave Viscosity Sensor // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. № 21. P. 1474—1476.
6. *Martin S. J., Ricco A. J., Ginley D. S., Zipperian T. E.* Isothermal Measurements and Thermal Desorption of Organic Vapors Using SAW Device // IEEE Trans. Ultrasonics, ... 1987. V. UFFC-34. № 2. P. 142—147.
7. *Плесский В. П., Тен Ю. А.* Сдвиговые поверхностные акустические волны на границе упругого тела с вязкой жидкостью (газом) // Письма в Журн. техн. физики. 1984. Т. 10. Вып. 5. С. 296—300.
8. *Есельсон В. Н., Григорьев В. Н., Иванцов В. Г., Рудаковский Э. Я.* Свойства жидкого и твердого гелия // М.: Изд-во стандартов, 1978. 128 с.
9. *Аллерс Дж.* Измерения очень малых изменений скорости звука и их применение для изучения твердого тела // Физическая акустика. М.: Мир. 1969. Т. 4. Ч. А. С. 322—344.
10. *Каган М. Ю., Косевич Ю. А.* Возбуждение вторым звуком поверхностных волн Рэлея и Стоунли на границе твердого ^4He с HeII // Физика низких температур. 1988. Т. 14. № 8. С. 787—794.
11. *Косевич Ю. А., Сыркин Е. С.* Поверхностные упругие волны в системе слой — подложка как акустический аналог двумерных плазмонов // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 113—116.
12. *Косевич Ю. А., Сыркин Е. С.* Влияние приповерхностных искажений на свойства глубоко проникающих поверхностных волн Рэлея и Гуляева — Блюстейна // Письма в Журн. техн. физики. 1987. Т. 13. № 23. С. 1439—1442.
13. *Косевич Ю. А.* Прямой акустический метод измерения плотности нормальной компоненты в тонких пленках сверхтекучего гелия // Тез. докл. на XXV Всесоюз. совещ. по физике низких температур. Ч. 2. Л.: ФТИ АН СССР, 1988. С. 86—87.

Всесоюзный научно-исследовательский
центр по изучению свойств
поверхности и вакуума

Поступила в редакцию
03.02.89

Физико-технический институт низких температур
Академии наук УССР

Yu. A. Kosevich, E. S. Syrkin

APPLICATION OF LOVE AND GULYAEV—BLEUSTEIN SHEAR SURFACE WAVES FOR MEASUREMENTS OF SUPERFLUID HELIUM PARAMETERS IN THIN FILMS

An acoustic method for direct measurement of the superfluid helium normal density in thin films is suggested. The helium film effect on the velocity and the penetration depth of Love and Gulyaev — Bleustein shear surface waves is analyzed. The advantage of the suggested method is due to the fact that the variation of surface wave velocity is shown to be proportional to normal density and helium film thickness.