

4. Сукня ВАТ «Orchidea» (88), виробник Білорусія, оцінка – 0,7005 («добре»).

5. Костюм ПП «Робіка», артикул 003192, виробник м. Київ, оцінка – 0,6656 («добре»).

6. Сукня «Lika» (96), виробник м. Полтава, оцінка – 0,4491 («задовільно»).

7. Костюм «Парі» «Lika» (96), виробник м. Полтава, оцінка – 0,3389 («задовільно»).

Формуючи оптимальну номенклатуру показників естетичного рівня якості верхніх трикотажних виробів для жінок, було встановлено, що найбільш повно відповідають споживачьким вимогам і характеризують естетичний рівень такі показники:

- краса, жіночність, специфічні риси людини – 0,18;
- відповідність форми ергономічним вимогам – 0,16;
- товарний вигляд – 0,15;
- якість виконання елементів форми – 0,14;

• рівень обробки і оздоблення виробу – 0,14;

• елегантність – 0,12;

• індивідуальність вибраної речі – 0,11.

Використання вибраних показників доведено в реальних умовах експертного оцінювання, а їх застосування дозволяє отримати науково обґрунтовані та достовірні результати досліджень.

ЛІТЕРАТУРА

1. Шершнева Л. П. Качество одежды / Л. П. Шершнева. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Легкопромбытгиздат, 1985. – 192 с.
2. Елагин К. В. Эстетическая оценка качества продукции. Номенклатура показателей и методы оценки / К. В. Елагин, Н. В. Желанная. – М.: ВНИИТЭ, 1987. – 62 с.
3. Скляников В. П. Потребительские свойства текстильных товаров / В. П. Скляников. – М.: Экономика, 1982. – 160 с.

УДК 538.3

К ТЕОРИИ НУЛЕВОГО ЗВУКА НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОТРУБКИ

Н. В. Глейзер, кандидат физико-математических наук;

А. М. Ермолаев, доктор физико-математических наук;

М. А. Соляник;

А. И. Шурдук, кандидат физико-математических наук

В связи с потребностями техники интерес к электронным наносистемам на кривых поверхностях неуклонно возрастает. К этим системам относятся углеродные и полупроводниковые нанотрубки, квантовые нити и кольца, фуллерены. Повышенный интерес к их свойствам обусловлен рядом причин. Эти системы являются функциональными элементами многих приборов и устройств. Состояние современной нанотехнологии позволяет создавать такие системы в лабораториях. Существование дополнительного параметра в

теории – кривизны структуры позволяет надеяться на предсказание новых физических эффектов, увеличение числа способов управлять свойствами системы.

В настоящей статье мы рассматриваем другой тип коллективных возбуждений в электронной жидкости на трубке – нулевой звук. Такие возбуждения в массивных образцах при низких температурах предсказаны Л. Д. Ландау. Они представляют собой высокочастотные колебания формы поверхности Ферми проводника, не сопровождающиеся колеба-

ниями плотности электронов. Для существования нулевого звука требуется, чтобы частота волны превышала частоту столкновений электронов, а ее фазовая скорость превышала скорость Ферми. Тогда бесстолкновительное затухание волн отсутствует.

Энергия электрона с эффективной массой m_* на поверхности трубки радиуса a равна.

$$\varepsilon_{mk} = \varepsilon_0 m^2 + \frac{\hbar k^2}{2m_*}, \quad (1)$$

где $m = 0, \pm 1, \dots$ – азимутальное квантовое число;

$\hbar k$ – проекция импульса электрона на ось трубки;

$\varepsilon_0 = \frac{\hbar^2}{2m_* a^2}$ – вращательный квант;

\hbar – квантовая постоянная.

Первое слагаемое в формуле (1) обусловлено вращательным движением электронов на трубке, а второе – продольным движением вдоль ее оси. Состояние электрона характеризуется сохраняющимися величинами – проекцией углового момента $\hbar m$ на ось трубки и проекцией импульса $\hbar k$.

Спектр (1) представляет собой набор одномерных подзон, границы которых $\varepsilon_0, 4\varepsilon_0, 9\varepsilon_0, \dots$ – не эквидистантны. Плотность электронных состояний $\nu(\varepsilon)$ имеет корневые особенности на этих границах:

$\nu(\varepsilon) \sim \sum_m (\varepsilon - \varepsilon_m)^{-\frac{1}{2}}$. Это сближает спектр

(1) со спектром Ландау электронного газа в квантующем магнитном поле. Однако неэквидистантность уровней (1) обуславливает специфические отличия свойств трубки от свойств массивного образца в магнитном поле.

Для нахождения частоты нулевого звука на поверхности трубки необходимо решить дисперсионное уравнение:

$$1 - gP_m(q, \omega) = 0, \quad (2)$$

где $P_m(q, \omega)$ – поляризационный оператор, зависящий от целого числа m , волнового числа q и частоты ω . Здесь g – константа контактного электрон-электронного взаимодействия на трубке. Будем вычислять P_m на трубке в приближении случайных фаз [1]. Отметим, что замена кулоновского взаимодействия электронов контактным возможна лишь в случае сильного экранирования этого взаимодействия.

В теории нулевого звука предполагается, что $q < k_0$, а отношение $\frac{\omega}{qv_0}$ произвольно.

Здесь k_0 – фермиевское волновое число, а $v_0 = \frac{\hbar k_0}{m_*}$ – скорость Ферми. В трехмерном случае решение уравнения (2) известно. В пределе слабой связи электронов друг с другом $\left(g < \frac{\hbar^3}{m_*^2 v_0}\right)$ оно имеет вид $\omega(q) = cq$, где

$$c = v_0 \left[1 + 2 \exp \left(-2 - \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_*^2 v_0 g} \right) \right].$$

Если же связь сильная, то есть $g > \frac{\hbar^3}{m_*^2 v_0}$,

из уравнения (2) получаем

$$c = \left(\frac{gn}{m_*} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где $n = \frac{k_0^3}{3\pi^2}$ – плотность электронов.

В двумерном электронном газе на границе полупроводника и диэлектрика в рассматриваемом случае вырожденных электронов и $q < k_0$, $qv_0 < \omega$, имеем

$$P(q, \omega) = -2\nu \left[1 - \left(1 - \frac{q^2 v_0^2}{\omega^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right], \quad (3)$$

где $v = \frac{m_*}{2\pi\hbar^2}$ – плотность состояний двумерного газа. Дисперсионное уравнение (2) имеет прежний вид, однако размерность g другая: $[g] = \text{эрг}\cdot\text{см}^2$. В пределе слабой связи ($vg < 1$) из (2) и (3) находим $\omega(q) = qv_0(1 + 2g^2v^2)$. В случае сильной связи ($vg > 1$) имеем $\omega(q) = qv_0\sqrt{gv}$.

Поляризационный оператор электронного газа на поверхности трубки в приближении случайных фаз равен

$$P_m(q, \omega) = \frac{2}{S} \sum_{lk} \frac{f(\varepsilon_{lk}) - f(\varepsilon_{(l-m)(k-q)})}{\varepsilon_{lk} - \varepsilon_{(l-m)(k-q)} - \hbar\omega - i0}, \quad (4)$$

где ε_{lk} – энергия электрона (1);

f – функция Ферми;

$S = 2\pi aL$ – площадь боковой поверхности трубки длины L .

При нулевой температуре из формулы (4) получаем

$$\text{Re} P_0(q, \omega) = \frac{v}{\pi qa} \sum_l \left(\ln \left| \frac{qv_1 - \omega_+}{-qv_1 - \omega_+} \right| - \ln \left| \frac{qv_1 - \omega_-}{-qv_1 - \omega_-} \right| \right). \quad (5)$$

Здесь $v_1 = \sqrt{\frac{2}{m_*}(\mu_0 - \varepsilon_1)}$ – максимальная

скорость электрона в подзоне l , $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 l^2$, μ_0 – энергия Ферми, $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_q$, $\omega_q = \frac{\hbar q^2}{2m_*}$. В

формуле (5) мы ограничились случаем $m = 0$. Дело в том, что с каждым индексом m в формуле (4) связана ветвь спектра нулевого звука. Ограничение $m = 0$ означает, что мы рассматриваем только внутриволновые переходы электронов с изменением k , но не l , в переменном поле. Суммирование в (5) выполняется по заполненным уровням и ограничено условием $\mu_0 \geq \varepsilon_l$.

В длинноволновом пределе $q < k_0$ мы можем ограничиться разложением (5) по степеням q/k_0 . В результате получаем

$$\text{Re} P_0(q, \omega) = -\frac{2v}{\pi a} \sum_l \frac{k_l}{k_l^2 - \left(\frac{m_*\omega}{\hbar q}\right)^2}, \quad (6)$$

где $k_l = \frac{m_*v_1}{\hbar}$ – предельное волновое число

электронов в подзоне l . Мы не выписываем мнимую часть поляризационного оператора, ответственную за затухание волн, поскольку ищем решение дисперсионного уравнения (2) в окнах прозрачности для волн, где $\text{Im} P_0 = 0$.

Обычно используются нанотрубки малого радиуса $a \sim 10^{-7}$ см. В таких трубках вращательный квант ε_0 существенно превышает энергию Ферми. Это означает, что при низких температурах электроны заполняют лишь нижнюю подзону спектра (1). Она будет частично заполнена, если поверхностная плотность электронов удовлетворяет условию $n < \frac{k_0}{\pi^2 a}$. В

этом случае в сумме по l в формуле (6) можно оставить лишь одно слагаемое с $l = 0$. Тогда решение дисперсионного уравнения (2) имеет вид:

$$\omega^2(q) = (qv_0)^2 \left(1 + \frac{2gv}{\pi k_0 a} \right). \quad (7)$$

Это закон дисперсии незатухающего нулевого звука с фазовой скоростью

$$c = v_0 \left(1 + \frac{2gv}{\pi k_0 a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Она превышает скорость Ферми. Волна со спектром (7) существует в случае отталкивания электронов ($g > 0$) при $\omega > qv_0$. С ростом радиуса трубки скорость (8) приближается к v_0 .

При $gv < k_0 a$ из (8) получаем

$$c = v_0 \left(1 + \frac{gv}{\pi k_0 a} \right). \quad (9)$$

Если же $gv > k_0 a$, то

$$c = v_0 \left(\frac{2gv}{\pi k_0 a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

С ростом радиуса трубки количество заполненных подзон увеличивается, условие $\mu_0 > \epsilon_0$ оказывается выполненным. Тогда сумму по l в формуле (6) можно заменить интегралом. Формула (6) превратится в поляриза-

онный оператор (3). Решение дисперсионного уравнения (2) совпадает со спектром нулевого звука в двумерном электронном газе. Он получается с помощью разрезания трубки по образующей и разворачивания ее на плоскость с площадью S .

Рассмотренные здесь волны могут быть обнаружены в опытах с рассеянием света углеродными и полупроводниковыми нанотрубками.

ЛІТЕРАТУРА

1. Пайнс Д., Теория квантовых жидкостей / Д. Пайнс, Ф. Нозьер. – М. : Мир, 2000. – 382 с.

УДК 678.686

ТЕПЛОФІЗИЧНІ ТА ДЕФОРМАЦІЙНО-МІЦНІСНІ ВЛАСТИВОСТІ ЕПОКСИДНИХ КЛЕЙОВИХ ЗАСОБІВ

О. С. Попова

Нині синтетичні клеї застосовують практично в усіх галузях народного господарства. Сучасні синтетичні клеї склеюють різноманітні матеріали, клейові з'єднання яких довговічні, здатні працювати в широкому інтервалі температур і в будь-яких кліматичних умовах. Масштаби використання клейових композицій на основі синтетичних смол значно збільшились в останні роки. Серед них особливого значення набувають епоксидні смоли.

Розширення асортименту та регулювання властивостей епоксидних клейових засобів з заданими властивостями є актуальним і являє науковий інтерес.

Сьогодні на ринку представлені різноманітні клеї вітчизняного й закордонного виробництва. Виробники пропонують широкий вибір клейових засобів на основі епоксидних олігомерів, які відрізняються сировиною, призначенням, якісними та ціновими характеристиками тощо. Середньорічні світові темпи росту виробництва епоксидних клеїв у 2009 р.

становили 4 % на рік, темпи споживання 7–8 %. Для виробництва полімерних клеїв і компаундів використовується близько 25 % смол, електроізоляційних матеріалів та ін.

Розвиток асортименту епоксидних клеїв здійснюється в напрямі поліпшення їх якості, особливо екологічної безпеки, санітарно-гігієнічних властивостей, довговічності та підвищення їх конкурентоспроможності.

Виробництво клеїв на основі епоксидних смол зосереджено в науково-виробничому підприємстві «Синтез» (м. Донецьк), ВАТ «АТГІК» (м. Львів), компанії «РЕМПЛАСТ» (м. Харків), ВАТ «Дафна» (м. Київ), LTD «LK GROS» (м. Київ) та ін. В їхньому асортименті – клеї, в яких використані епоксидно-діанові смоли марок ЕД-16, ЕД-20, які працюють добре з такими отверджувачами, як поліетиленполіамін (ПЕПА) або триетилентетраамін (ТЕТА).

Питаннями дослідження епоксидних смол і клейових композицій на їх основі займа-