

Низкочастотные аномалии эффективной массы заряженных кластеров в жидком гелии

В. Шикин

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Моск. обл., 142432, Россия

E-mail: shikin@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 14 марта 2013 г.

Обсуждаются детали динамического поведения заряженных кластеров в жидком гелии. Речь идет об их присоединенной массе, имеющей идеальную M_s^{ass} и нормальную M_n^{ass} составляющие. При этом нормальная компонента содержит ряд интересных особенностей вязкого происхождения. Часть из них обнаружена в недавних экспериментах

Обговорюються деталі динамічної поведінки заряджених кластерів у рідкому гелії. Мова йде про їх приєднану масу, що має ідеальну M_s^{ass} та нормальну M_n^{ass} складові. При цьому нормальна компонента містить ряд цікавих особливостей в'язкого походження. Частина з них виявлено в недавніх експериментах.

PACS: 67.10.-j Квантовые жидкости: основные свойства.

Ключевые слова: сверхтекучесть, заряженный кластер, присоединенная масса.

Введение

Жидкий гелий — идеальный диэлектрик. Заряженные частицы появляются в нем различными искусственными способами, превращаясь в мезоскопические заряженные кластеры. Эффективная масса M_+ так называемых заряженных льдинок (snowball) имеет масштаб $M_+ \sim 50m_4$. Эффективная масса M_- электронных пузырьков (bubble) еще больше: $M_- \sim 200m_4$ (m_4 — масса отдельного атома гелия).

Разнообразные свойства гелиевых кластеров служат предметом тщательных исследований, теоретических и экспериментальных. Информация о полученных результатах систематизирована в обзорах [1,2] и книгах [3–5] с распространением сферы деятельности на другие фазовые состояния гелия (твердое, газообразное) и родственные криогенные среды. Кроме обширного комплекса задач, в которых ионы гелия фигурируют объектом исследований, заряженные кластеры используют с большим успехом для продвижения в различных, достаточно общих направлениях криогенной физики. Речь идет, например, о прецизионной методике получения и изучения деталей квантовых вихревых колец [6], обнаружении явления двумерной (2D) кулоновской кристаллизации, включая детали фазового перехода по Костерлицу–Таулессу, специфические свойства коллективных возбуждений, термодинамические свойства (теплоем-

кость, теплопроводность) [7–10], возможности проследить за развитием неустойчивости и реконструкцией заряженной поверхности гелия с образованием многозарядных лунок [11,12] и т.п. В настоящем сообщении представлена информация о прогрессе в изучении низкочастотных аномалий поведения гидродинамической присоединенной массы сферических тел любой природы (в том числе и заряженных кластеров) в жидкости с конечной вязкостью. Данная проблема обозначена теоретически еще в позапрошлом веке, но лишь относительно недавно теоретические исследования стали сопровождаться экспериментами.

Присоединенная масса в сверхтекучих средах

Исходная информация из классической гидродинамики о движении сферического тела радиусом R в жидкости с вязкостью η имеет первоисточником работы Стокса, выполненные в позапрошлом веке, и детально изложена, например, в классической книге Лэмба [13]. В современных обозначениях, используемых ниже, она содержится, например, в [14]. Речь идет о комплексной силе $F(\omega)$, действующей со стороны нормальной жидкой среды на сферу радиусом R , совершающую периодические колебания с частотой ω . В пределе малых чисел Рейнольдса имеем [14]

$$F(\omega) = 6\pi\eta R \left(1 + \frac{R}{\delta(\omega)}\right) V(\omega) + 3\pi R^2 \sqrt{\frac{2\eta\rho}{\omega}} \left(1 + \frac{2R}{9\delta(\omega)}\right) i\omega V(\omega), \quad (1)$$

$$\delta(\omega) = (2\eta/\rho\omega)^{1/2},$$

где ρ — плотность жидкости, η — ее вязкость, V — амплитуда скорости сферы как целого, $\delta(\omega)$ — так называемая вязкая глубина проникновения, растущая с увеличением вязкости и уменьшением частоты колебаний.

Вещественная часть выражения (1) представляет собой известную силу Стокса, возникающую при движении смачиваемой сферы в нормальной жидкости. Асимптотика реальной части этой силы в пределе $\omega \rightarrow 0$ хорошо известна, будучи задействованной даже на нобелевском уровне (эксперименты Милликена по измерению элементарного заряда). Мнимую компоненту (коэффициент при $i\omega V$) естественно отождествить с эффективной присоединенной массой кластера

$$M^{ass}(\omega, R) = M_{id}(\rho, R) \left[1 + \frac{9}{2} \frac{\delta(\omega)}{R}\right], \quad (2)$$

$$M_{id}(\rho, R) = 2\pi\rho R^3/3.$$

Масса $M^{ass}(\omega, R)$ (2) оказывается зависящей от ω (на низких частотах существенно). Это обстоятельство должно приниматься во внимание при изучении динамики различных кластеров (ионов) с участием нормальной компоненты жидкости.

Само происхождение добавочной (присоединенной) массы связано с возбуждением вокруг движущегося тела поля гидродинамических скоростей $v_i(r)$ и появлением в связи с этим дополнительной кинетической энергии гидродинамического происхождения. В сверхтекучей жидкости дополнительная масса имеет две компоненты: сверхтекучую и нормальную:

$$M^{(ass)} = M_s^{(ass)} + M_n^{(ass)}. \quad (3)$$

Первая из них определена выражением

$$M_s^{(ass)} V^2/2 = \frac{\rho_s T}{2} \int_{R_{id}}^{\infty} v_s^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (4)$$

$$M_s^{ass} = 2\pi\rho_s(T)R_{id}^3/3,$$

где $\rho_s(T)$ — плотность сверхтекучей компоненты, $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ — соответствующие локальные компоненты сверхтекучей (идеальной) скорости; R_{id} — радиус кластера, участвующий в формировании поля скоро-

стей $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ (вычисляется индивидуально для ионов каждого типа).

Поле скоростей $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ имеет структуру

$$\mathbf{v}_s = \nabla\phi(\mathbf{r}), \quad \phi(\mathbf{r}) = -\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{n}}{r^2}, \quad \mathbf{A} = \mathbf{V}R_{id}^3/2 \quad (5)$$

и задействовано в вычислениях (4). Важно отметить, что компоненты сверхтекучей скорости (5) убывают достаточно быстро при удалении от центра сферы, поэтому интеграл (4) хорошо сходится. Конечное значение идеальной (сверхтекучей) компоненты $M_s^{(ass)}$ определено последней из формул (4).

Нормальная компонента $M_n^{(ass)}$, возникающая на той же почве (4), имеет свои поля скоростей

$$v_r(r, \theta) = -V \cos\theta \left(\frac{3R_n}{r} - \frac{R_n^3}{2r^3}\right),$$

$$v_\theta(r, \theta) = V \sin\theta \left(\frac{3R_n}{4r} + \frac{R_n^3}{4r^3}\right) \quad (6)$$

(θ — полярный угол вдоль оси x вдоль направления движения сферы). R_n играет ту же роль, что и R_{id} в (4) и (5). Нетрудно видеть, что эти поля, следующие из решения уравнения Навье–Стокса [14], сходятся на больших расстояниях от центра сферы гораздо хуже, чем $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ (5). Стационарное распределение скоростей (6) ведет к расходимости интеграла (4). В условиях $\omega \neq 0$ возникает вязкая экранировка этой расходимости на длинах $\delta(\omega)$ и обработка интеграла (4) дает конечный ответ (2) с заменой $M_{id} \rightarrow M_n^{(ass)}$. Если вязкая длина заметно больше радиуса сферы, то перенормировка массы $M_n^{(ass)}$ весьма ощутима.

Возможность избавиться в определении силы (1) от расходимостей типа (6) в линейном, периодически зависящем от времени приближении, не снимает вопроса об их устранении в стационарном режиме (6). Для достижения цели приходится использовать нелинейное решение уравнения Навье–Стокса. Речь идет об учете следующих по малому параметру $Re = \rho VR_n/\eta \ll 1$ (число Рейнольдса) поправках к задаче Стокса; так называемое приближение Озеена [14]). В результате, вязкая часть стационарной присоединенной массы становится конечной, но зависящей от V [15]:

$$M_n^{(ass)}(V) \simeq M_n^{(ass)}(0) \left(\frac{\delta(\eta, V)}{R_n}\right) \ln \frac{\delta(\eta, V)}{R_n}, \quad (7)$$

$$M_n^{ass}(0) = 2\pi\rho_n(T)R_n^3/3,$$

$$\delta(\eta, V) = \eta/(\rho_n V).$$

Здесь V — скорость движения кластера относительно жидкости, $\delta(\eta, V)$ — аналог $\delta(\omega)$ из (1). В условиях $\delta(\eta, V) \gg R_n$ величина $M_n^{(ass)}(V)$ заметно превосходит свое «идеальное» значение $M_n^{(ass)}(0)$.

Возвращаясь к исходному определению $M^{(ass)}(\omega, R)$ (2) с низкочастотными аномалиями, естественно ожидать новостей в нескольких направлениях. Желательно прямое обнаружение самих аномалий, частотных и зависящих от вязкости, с использованием подходящих методик, чувствительных к массе ионов. Если таковое действительно имеется, то надо что-то менять в деталях теплового движения массивных кластеров, когда нет их принудительного движения относительно жидкости, но остается тепловая энергия и возможное распределение примесных частиц по скоростям. Существующие сценарии предполагают сохранение эффективной массы (включая идеальную, присоединенную) таких кластеров в процессе их флуктуационного движения, причем добавки к ней, зависящие от вязкости, сохранять нежелательно.

Наблюдаемые детали в поведении $M^{(ass)}$ для ионов в гелии

Практически одновременно с обнаружением необычного строения гелиевых ионов были отмечены аномалии в поведении $M^{(ass)}(\omega, R)$. Имеющаяся об этих аномалиях информация несколько отрывочна и не выглядит результатом специального поиска особенностей присоединенной массы, поскольку данные эффекты находились «на втором плане» на фоне действительно необычного строения гелиевых ионов. Тем не менее эта информация дает повод для обсуждения.

1. Наличие частотной дисперсии в поведении $M^{(ass)}$ должно отражаться на свойствах закона дисперсии 2D плазменных колебаний

$$\omega^2(q) = \frac{2\pi e^2 n_s}{M(\omega)} |\mathbf{q}|. \tag{8}$$

Здесь n_s — 2D плотность ионов, ω, \mathbf{q} — частоты и волновые числа колебаний соответственно, $M(\omega)$ — эффективная масса иона, возможно, сама зависящая от ω . Измерения частот спектра $\omega(q)$ и обработка этих данных с помощью (8) должна, по идее, обнаруживать возможную частотную дисперсию $M(\omega)$.

В работе [16] экспериментально измерены частоты колебаний в двумерном диске ионов известной геометрии. Измеряемые частоты $\omega^2(l, m)$ имеют следующие радиальные и азимутальные числа

$$q^2 \rightarrow q^2(l, m) = q^2(l) + q^2(m) \tag{9}$$

в наборе (0, 1); (0, 2); (0, 3).

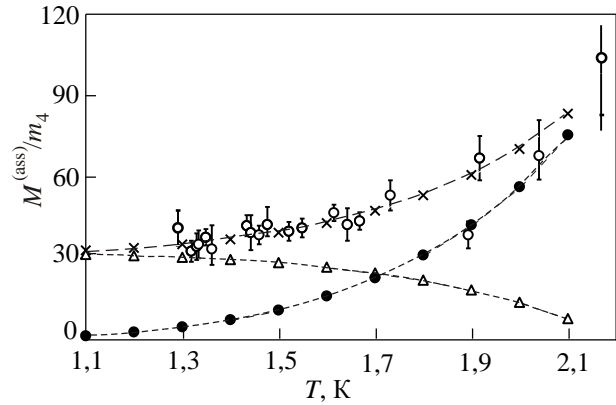


Рис. 1. Температурная зависимость присоединенной массы заряженных льдинок в окрестности сверхтекучего перехода. (Δ) — сверхтекучая составляющая из (4); (●) — нормальная составляющая из (7); (×) — их сумма; (○) — экспериментальные точки [17]. Зависимость $\rho_n(T)$ взята из работы [18].

Сравним относительные значения этих частот

$$\Gamma(l_1, m_1; l_2, m_2) = \frac{\omega^2(l_1, m_1)}{\omega^2(l_2, m_2)} = \frac{q(l_1, m_1) M(l_2, m_2)}{q(l_2, m_2) M(l_1, m_1)}. \tag{10}$$

Для ячейки, рассмотренной в [16], используя (8), (9) и полагая $M = \text{const}$, находим: $\Gamma^{\text{theor}}(0, 3; 0, 1) \simeq 5,115$ и $\Gamma^{\text{theor}}(0, 3; 0, 2) \simeq 1,768$. Эти же отношения могут быть получены из данных рис.1 [16]: $\Gamma^{\text{exp}}(0, 3; 0, 1) \simeq 5.849$, $\Gamma^{\text{exp}}(0, 3; 0, 2) \simeq 1.878$. Если бы масса M была частотно независимой, то расчетные и измеренные значения $\Gamma(l_1, m_1; l_2, m_2)$ были бы идентичны. Измерения дают величины Γ , которые превышают ее расчетные значения с учетом, что $M(0,1) > M(0,3)$ находятся в качественном соответствии с определением (2).

2. Более определена информация из [17]. В этой работе речь идет об измерениях стандартными средствами мнимой и вещественной частей ас ионной подвижности совместно с данными об их же dc подвижности в той же области параметров. Измерения выполнены в окрестности температур, отвечающих переходу гелия в сверхтекучее состояние. Совместная обработка результатов [17] в рамках представлений Друде о кинетике происходящего показывает, что dc подвижности ионов обоих сортов имеют стоковое происхождение (в формировании такой подвижности участвует сила Стокса, отвечающая реальной части силы $F(\omega)$ (1)) с ожидаемыми значениями радиусов: $R_n \simeq 5,5 \text{ \AA}$ для заряженных льдинок и 18 \AA для электронного пузырька. Эффективная масса заметно меняется с температурой для заряженных льдинок и в пределах погрешности измерений не зависит от температуры для электронных пузырьков.

Единообразное объяснение всех имеющихся фактов из [17] для температур в окрестности сверхтекучего перехода укладывается в рамки представлений (1)–(7). Конечные результаты из [15] для температурной зависимости массы заряженных льдинок собраны на рис. 1, подтверждая реальность исходных предпосылок в виде (1) и объясняя наблюдаемую зависимость $M^{(ass)}(T)$. Информация о температурной зависимости вязкости в этой области температур взята из работ [18].

Нечувствительность к температуре присоединенной массы электронного пузырька имеет свои естественные причины (напомним, что практически вся его эффективная масса имеет гидродинамическое происхождение). Стенки пузырька атомно-гладки. Можно предположить, что нормальная компонента (как и сверхтекучая) не смачивает ее. В результате нормальная часть жидкости обтекает пузырек идеальным способом в соответствии с (5) (а не (6), как это требуется для (1)). Банальность объяснения данного наблюдаемого результата «экранирует» важность его наличия для последующей дискуссии о природе броуновского движения.

Ощущение завершенности в понимании происходящего с зависимостью $M^{(ass)}(T)$ пропадает, если обратиться к следующим из [16] данным о существовании этой зависимости в гораздо более низком (чем в [17]) интервале температур $20 \text{ мК} < T < 300 \text{ мК}$. В этих условиях становится возможным наблюдение хорошо определенного циклотронного резонанса для 2D системы положительных ионов в нормальном магнитном поле. И, как следствие, появляется информация (рис. 2) об эффективной массе этих кластеров с гораздо большей, чем в [17], точностью. Полученные данные говорят о том, что зависимость $M^{(ass)}(T)$ наблюдается вплоть до температуры $\sim 20 \text{ мК}$, где она выходит на константу порядка $30m_4$ (напомним [3], что исходная модель заряженных льдинок Аткинса давала в 2–3 раза большее значение этой массы, что лишний раз подчеркивает условность макроаргументов в ее определении). В этой области никакой стоксовой подвижности для катионов нет и в помине. Демонстрация этого утверждения содержалась еще в работе [17], где отмечен переход к баллистике уже в районе $T \leq 1,5 \text{ К}$. Сам переход для $M^{(ass)}(T)$ от измерений [17] к данным [16] сшивается достаточно хорошо. Качественно новым оказывается лишь подозрение в отношении однозначности происхождения «вязкой» подоплеки перенормировки $M^{(ass)}(T)$. Здесь же полезно подчеркнуть, что в измерениях [16] циклотронная масса электронного пузырька, как и в [17], температурно независима.

Существуют качественные соображения в пользу «вязкого» единообразия. Дело в том, что подвижность становится баллистической с ориентацией на «геометрические» размеры кластера R_n . Особенности вязкого происхождения эффективной массы формируются, согласно (7), на расстояниях, заметно превышающих R_n ,

где «вязкий язык» с определенной вероятностью сохраняет свой смысл. В этих условиях возможно сосуществование в одном и том же процессе (циклотронная накачка) баллистических и гидродинамических его составляющих. Конкретнее цепочка рассуждений о таком сосуществовании начинается с определения (7) и его подходящей трансформации (с логарифмической точностью) в интересующем нас направлении

$$M_n^{(ass)}(V) \simeq \frac{2\pi R_n^2 \eta}{3V_D}. \quad (11)$$

Здесь V_D — дрейфовая скорость иона.

Пока в (11) все законно. Предположим теперь, что дрейфовая скорость определяется баллистически (в этом логический скачок, который выглядит разумно, но не имеет силы доказательства). Тогда, по определению, $V_D = \mu_{ph} E_D$, где μ_{ph} — баллистическая, фононная подвижность электронного пузырька. В условиях [16] с $E_D = \text{const}$ соотношение (11) принимает вид

$$\delta M_n^{(ass)}(T) \propto \text{const} \frac{\eta}{\mu_{ph}}. \quad (11a)$$

Осталось учесть, что баллистическая фононная подвижность ионов ведет себя степенным образом, $\mu_{ph} \propto T^{-8}$, быстро возрастающая при уменьшении температуры (см., например, [2]). Вязкость η_{ph} фононного газа [3,18] равна

$$\eta_{ph} = s \rho_n l_{ph-ph}, \quad \rho_n \propto T^4, \quad l_{ph-ph} \propto T^{-p}, \quad p \sim 10 \quad (12)$$

(s — скорость звука, слабо зависящая от температуры на низких частотах, ρ_n — плотность нормальной компоненты чистого гелия, l_{ph-ph} — длина пробега для фонон-фононных столкновений) и также растет, причем заметно быстрее, чем $\mu_{ph}(T)$, в функции от обратной температуры.

С учетом (11), (12), наблюдаемая в [16] зависимость $\delta M_n^{(ass)}(T)$ определяется конкуренцией между показателями степеней температуры: $\rho_n(T)$, $\eta_{ph}(T)$, $\mu_{ph}(T)$. Зависимость $\delta M_n^{(ass)}(T) \propto T^{1,5}$ (см. рис. 2), если $p \simeq 10,5$.

Заканчивая обсуждение имеющихся экспериментов, позволяющих выбирать «за» или «против» в отношении общих свойств силы Стокса (1), можно считать качественно верной ее структуру (отношение реальной и мнимой составляющих) в процессе принудительного движения сферы через вязкую жидкость. Привлечение этой информации к деталям теплового движения коллоидов (кластеров) остается пока проблематичным.

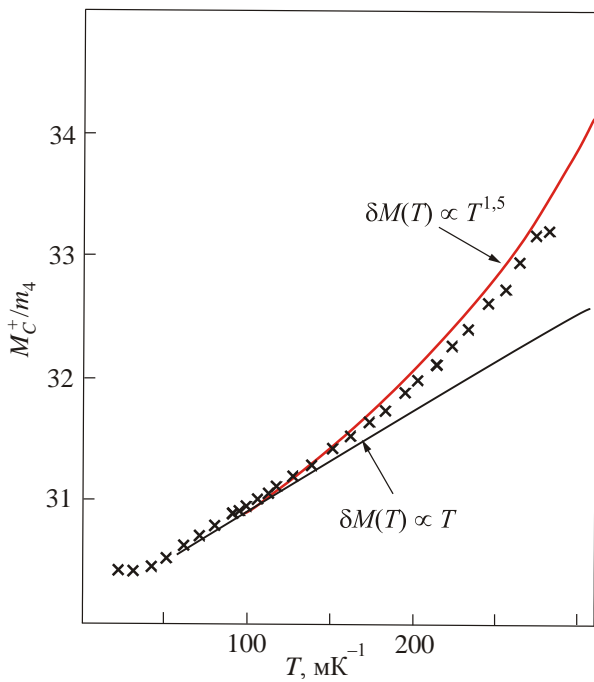


Рис. 2. Поведение эффективной массы заряженных льдинок при низких температурах. (×) — данные [16]. Сплошные линии с указанием степени температурной зависимости массы имеют качественный смысл, иллюстрирующий оценки (11),(12).

Низкоэнергичные детали фононного спектра в гелии с конечной плотностью коллоидов

Свободное движение различных квазичастиц в гелии лежит в основе построения их статистики. Не исключение и различные коллоиды (гелиевые ионы), пока речь идет о возможности «нормального» определения их эффективной массы: $M_i = \text{const}$. Но как поступать с результатом (7), приписывая в нем скорости V спектральный смысл.

В статистической трактовке жидкого состояния возникающую особенность не удастся «обезвредить» известными средствами классической неравновесной термодинамики (имеется в виду процедура введения соотношений Эйнштейна либо использование более общего принципа детального равновесия, позволяющие совмещать вязкую динамику с равновесными характеристиками ансамбля частиц, не зависящими от кинетических составляющих задачи). В результате, эффективная масса, фигурирующая в распределении Максвелла для массивных частиц в гелии, оказывается, во-первых, зависящей от энергии на низких частотах (это усложнение можно было бы «пережить»). Во-вторых, дисперсия массы по энергии имеет плохое качество (зависит от вязкости η , чего не может быть, по определению). Предлагаемый способ устранения возникающей нефизичности сводится к запрету массивным квазичастицам двигаться относительно нормальной компоненты сверх-

текучего гелия. Такое «волевое» решение сдвигает центр тяжести задачи о проблемах со статистическим поведением массивных примесей (в частности, гелиевых диполей [19]) к деталям хорошо определенной для сверхтекучих сред фононной динамики при наличии конечной плотности внедрений (желательно, массивных). Задача интересна и для физики гелия в целом, ибо свехтекучий гелий, как правило, «не желает» иметь объемных примесей (кроме атомов ^3He).

Фононные колебания в системах с внедренными примесями детально изучены в общем виде. Исходными здесь являются результаты Лифшица (сошлемся на монографию [20]) о поведении фононных спектров в неупорядоченных кристаллах. Без каких-либо формальных затруднений «кристаллические результаты» работы [20] переносятся на фононную динамику жидкого гелия. Особенно естественно это происходит в низкочастотной области, где могут возбуждаться так называемые квазилокальные колебания примесного происхождения и где находятся наши «дипольные интересы». Следуя [21], с детальным изложением различных приложений общего формализма [20], приведем конечные результаты для фононного спектра жидкого гелия, возмущенного присутствием конечной плотности c массивных примесей. В пределе малых плотностей $c < c_* \simeq [m_4/(M_d - m_4)]^2 = [m_4/(\Delta m)]^2 \ll 1$

$$\omega^2 = \omega_0^2(k) \left[1 + c \frac{\varepsilon_* [\omega_0^2(k) - \omega_k^2]}{[\omega_0^2(k) - \omega_k^2]^2 + \delta^2} \right], \quad \varepsilon_* \simeq \omega_D^2. \quad (13)$$

В области $\omega \ll \omega_k$ общий закон дисперсии выходит на асимптоту

$$\omega = sk, \quad s = s_0/n_0, \quad n_0 = \sqrt{1 + c(\Delta m/m_4)}. \quad (13a)$$

Здесь $\omega_0^2(k)$ — закон дисперсии фононов при нулевой концентрации примесей, k — волновое число фононных колебаний, ω_D — дебаевская частота, ω_k — собственная квазичастота массивной примеси, δ — ее затухание. Информация о происходящем с фононным спектром в пределе $c < c_*$ приведена на рис. 3.

«Деформация» фононного спектра вида, представленного на рис. 3, доступна для прямого обнаружения. Практически могут быть использованы так называемые ионные диполи, происхождение и возможности создания конечной плотности которых описаны работах [12–24]. Речь идет о метастабильном квазинейтральном образовании, составленном из электронного пузырька и прилипшего к нему катиона.

Выводы

Гидродинамика коллоидов (кластеров, заряженных или нейтральных, различных суспензий и т.д.) должна сосуществовать с общими статистическими свойствами жидкой среды. Необходимость сопряжения возникает

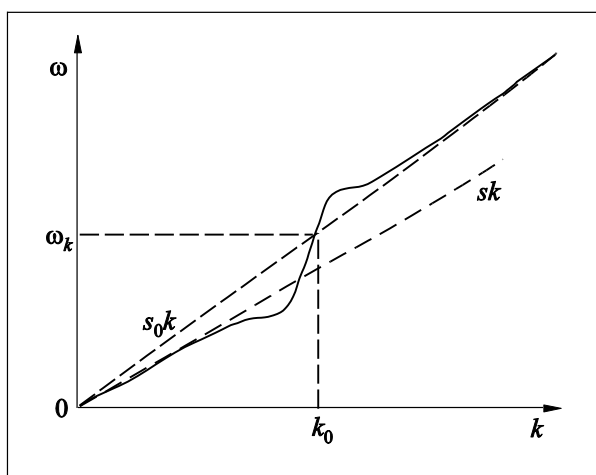


Рис. 3. Фононный спектр гелия в пределе малой концентрации массивных примесей, $c < c_*$. Ветка $\omega = s_0k$ — невозмущенные фононы со скоростью звука s_0 , $\omega = sk$ — асимптотика (13) закона дисперсии при наличии в гелии конечной плотности массивных примесей. В точке $k = k_0$, определяемой условием $\omega_0(k) = \omega_k$, сдвиг частоты равен нулю.

на разных уровнях. Простейший из них — идеальная суспензия. В идеальной жидкости движение отдельной сферы не вызывает никакой силовой реакции со стороны жидкости (парадокс Даламбера [14]). Параллельно формируется понятие присоединенной массы, свидетельствующее о том, что сфера движется не в вакууме, а в жидкой среде. Гидродинамическое взаимодействие соседних сфер — быстро убывающая функция их относительного расстояния. В результате суспензия малой концентрации обладает свойствами идеального газа с перенормированной эффективной массой.

Положение меняется с появлением в жидкости конечной вязкости. Наличие силы Стокса (1) мешает коллоидам двигаться равномерно, и возникает вопрос их кооптации в общую статистическую картину жидкой среды (в частности, насколько устойчивы представления об идеальном газе коллоидов). Понадобились значительные подвижки в понимании статистической структуры жидкости (изобретение кинетического уравнения, кинетическое обоснование самого понятия вязкости, результаты Эйнштейна и Смолуховского о броуновском движении коллоидов и т.д.), чтобы получить право говорить: да, действительно, возбужденное состояние коллоида должно со временем затухать. Однако процесс затухания статистически описывается так, что условия его достижения не зависят явным образом от вязкости. А функция распределения коллоидов, участвующая в формировании установления процесса равновесия, остается максвелловской, допускающей наличие равномерного движения коллоидов вдоль жидкой среды.

Все сказанное относится в полной мере к реальной составляющей силы Стокса (1). Что касается ее мнимой

части, здесь возникают трудности. Ясно, что «испорченной» является присоединенная масса возбужденного состояния. Однако детали трансформации к равновесным свойствам коллоидов пока не ясны. Остается ли тепловое распределение тяжелых коллоидов максвелловским (и с какими эффективными массами)? Или они локализируются способом, изложенным выше? Прямые эксперименты в данном направлении весьма желательны.

Работа выполнена при частичной поддержке фондом РФФИ, Грант 12 02 00229 и Программой Президиума РАН «Неупорядоченные системы...»

1. Р. Архипов, *УФН* **88**, 185 (1966).
2. В.Б. Шикин, *УФН* **121**, 457 (1977).
3. И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
4. А. Храпак, И. Якубов, *Электроны в плотных газах и плазме*, Наука, Москва (1981).
5. *Electronic Excitations in Liquefied Rare Gases*, W. Schmidt and E. Illenberger (eds.), American Sci. Publishers 25650, North Lewis Way, USA (2005).
6. G. Reyfield and F. Reif, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 305 (1963).
7. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
8. F. Gallet, G. Deville, A. Valdes, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 212 (1982).
9. G. Deville, A. Valdes, E. Andrey, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 588 (1984).
10. D. Glatli, E. Andrey, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1710 (1985).
11. P. Leiderer and M. Wanner, *Phys. Lett. A* **73**, 189 (1979).
12. В. Шикин, *УФН* **181**, 1203 (2011).
13. Н. Lamb, *Hydrodynamics*, 6th Ed, Dover, New York (1932) (or 6-th edition 1993 (paperback) ISBN 0486602567).
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
15. I. Chikina, V. Shikin, and A. Varlamov. *Phys. Rev. B* **75**, 184518 (2007).
16. C. Mellor, C. Muirhead, J. Travers, and W. Vinen, *J. Phys. C* **21**, 325 (1988).
17. A. Dahm and T. Sanders, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 199 (1970).
18. Э.Л. Андроникашвили, *ЖЭТФ* **18**, 429 (1948); R. Donnelly and C. Barenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 6 (1998).
19. S. Nazin, I. Chikina and V. Shikin, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 611 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 477 (2013)].
20. И.М. Лифшиц, С.А. Гредескул, Л.А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
21. А.М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов*, Наукова думка, Киев (1981).
22. P. Moroshkin, A. Hofer, S. Uezega, and A. Weis, *Nature Phys.* **3**, 786 (2007).
23. P. Moroshkin, A. Hofer, and A. Weis, *Phys. Rep.* **469**, 1 (2008).
24. P. Moroshkin, V. Lebedev, and A. Weis, *Phys. Rev. Lett* **102**, 115301 (2009).

Low-frequency anomalies of effective mass of
charged clusters in liquid helium

V. Shikin

The details of the dynamic behavior of charged clusters in helium are discussed. The case in point is their virtual mass which has ideal $M_s^{(\text{ass})}$ and normal $M_n^{(\text{ass})}$ components. The normal component carries information on a number of

interesting features of viscous origin. Some of these features were recently observed experimentally.

PACS: **67.10.-j** Quantum fluids: general properties.

Keywords: superfluidity, charged clusters, virtual mass.