

*По мнению членов редколлегии, ряд предположений, сделанных автором при получении результатов настоящей работы, не является достаточно обоснованным. В то же время, поскольку обсуждаемые в статье вопросы являются актуальными для возможного объяснения экспериментов А.С. Рыбалко, а содержащийся в работе вывод об определяющей роли поверхностных эффектов в этих экспериментах представляется важным, редколлегией сочла целесообразной публикацию статьи.*

## О возможной поверхностной природе электрической активности в He II

Е.Д. Гутлянский

НИИ физики Южного федерального государственного университета, пр. Стачки, 194, г. Ростов-на-Дону, 344090, Россия  
E-mail: gutlian@ip.rsu.ru

Статья поступила в редакцию 27 марта 2009 г., после переработки 22 апреля 2009 г.

Предложена простая феноменологическая модель, позволяющая качественно объяснить генерацию электрических полей в He II вторым звуком и колебаниями стенки конденсатора. Модель основана на предположении о существовании на смачиваемых гелием поверхностях связанного состояния атомов He с образованием дипольного момента (дипольного слоя). Кроме того, предполагается, что при переходе гелия в объеме в сверхтекучее состояние изменяется характер смачивания, и это изменение есть переход второго рода, связанный с началом дополнительной конденсации атомов из объема в дипольный слой и переходом его в сверхтекучее состояние. Для описания этого перехода используется теория Ландау с параметром порядка  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp i\phi$ . Из теории следует, что величина отношения колебания разности потенциалов к разности температур на обкладках конденсатора, генерируемых волной второго звука, от температуры не зависит. А разность потенциалов, генерируемая колебаниями стенки торсионного генератора, пропорциональна квадрату ее скорости.

Запропоновано просту феноменологічну модель, що дозволяє якісно пояснити генерацію електричних полів в He II другим звуком і коливаннями стінки конденсатора. Модель засновано на припущенні про існування на поверхнях, які змочуються гелієм, зв'язаного стану атомів He з утворенням дипольного моменту (дипольного шару). Крім того, передбачається, що при переході гелію в об'ємі у надплинний стан змінюється характер змочування, і ця зміна є перехід другого роду, який пов'язаний з початком додаткової конденсації атомів з об'єму в дипольний шар та переходом його у надплинний стан. Для опису цього переходу використовується теорія Ландау з параметром порядку  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp i\phi$ . З теорії витікає, що величина відношення коливання різниці потенціалів до різниці температур на обкладках конденсатора, які генерируються хвилею другого звуку, від температури не залежить. А різниця потенціалів, яка генерирується коливаннями стінки торсійного генератора, пропорційна квадрату її швидкості.

PACS: **67.10.Jn**– Транспортные свойства и гидродинамика;  
**67.25.D**– Сверхтекучая фаза.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, второй звук, поверхностные связанные состояния, смачивание, конденсация, фазовый переход, электрическое поле.

В 2004 году в работе Рыбалко [1] был открыт неожиданный эффект: оказалось, что стоячая полуволна волны второго звука индуцирует в He II разность потенциалов. В работе [2] было обнаружено, что электрические потенциалы в сверхтекучем гелии индуцируются также и механическими колебаниями. Важность этих эффектов связана с тем, что они, на первый взгляд, наносят «сокрушительный удар» по нашим представлениям о He как о совокупности

сферически-симметричных объектов с очень низкой поляризуемостью  $\alpha = 2,31 \cdot 10^{-41}$  Кл·м<sup>2</sup>/В [3]. И это представление возникает на основе вывода авторов [1,2], что поляризация гелия, приводящая к наблюдаемым эффектам, происходит в его объеме. В этих работах причину поляризации авторы связывали с относительным движением сверхтекучей и нормальной компонент гелия.

Целью этого письма является показать, что наблюдаемые Рыбалко эффекты [1,2] могут быть объяснены исходя из представления о том, что часть атомов гелия конденсируется в существующую на поверхности металлов и диэлектриков адсорбционную потенциальную яму (естественно, имеются в виду материалы, смачиваемые гелием), и в результате попадания в эту яму они приобретают дипольный момент. И, следовательно, на поверхности конденсаторов, использовавшихся в работах [1,2], возникает слой атомов гелия с ориентированными дипольными моментами. Этот «поляризованный» слой должен давать наблюдаемую разность потенциалов. Однако в равновесном состоянии разность потенциалов между пластинами конденсатора не наблюдаема, поскольку будет заэкранирована свободными ионами, которые всегда присутствуют во всех жидкостях. Такая ситуация имеет место для всех материалов со спонтанной поляризацией, например пьезоэлектриков и сегнетоэлектриков (см., например, [4]). Если же экспериментатор какими-либо физическими воздействиями (в экспериментах Рыбалко использовались тепловые и механические воздействия) изменяет плотность атомов гелия в адсорбционной яме и, следовательно, поляризацию слоя, то будет наблюдаться разность потенциалов, пропорциональная изменению плотности поляризованного слоя. Мы полагаем, что именно такая ситуация имела место в работах [1,2].

Рассмотрим теперь более подробно эксперименты, изложенные в работах [1,2]. В [1] автор возбуждал стоячую полуволну второго звука в конденсаторе и наблюдал колебания разности потенциалов  $\Delta U$ , причем  $\Delta T / \Delta U \approx 2,3 \cdot 10^4$  К/В, здесь  $\Delta T$  — разность температур на пластинах конденсатора, генерируемая вторым звуком. И, что существенно, эта величина, как оказалось, не зависит от температуры. Автор предположил, что наблюдаемый эффект обязан своим происхождением объемной поляризации He II, и что ее возникновение связано с относительным движением нормальной и сверхтекучей компонент, которое происходит при распространении второго звука. Это утверждение, казалось бы, подкреплялось и тем фактом, что первый звук, возбуждаемый в таком же конденсаторе, не приводил к возникновению разности потенциалов на обкладках конденсатора. Если это так, то аналогичный эффект должен наблюдаться и при других способах создания относительного движения этих компонент. Для того чтобы убедиться, что эффект связан только с относительными движениями нормальной и сверхтекучей компонент, а не с колебаниями темпера-

туры, в [2] был проведен следующий эксперимент: металлический цилиндрический сосуд с He II совершал крутильные колебания вокруг своей оси, на оси вращения сосуда находился тонкий металлический электрод. Оказалось, что, в соответствии с предположением авторов, при вращательных колебаниях сосуда наблюдается переменная разность потенциалов между стенками сосуда и осевым электродом, причем частота колебаний была вдвое выше, чем частота колебаний стенки, и эффект оказался пропорционален квадрату скорости поверхности цилиндрического сосуда  $\Delta U \approx 2,6 \cdot 10^6 V^2$  нВ(мкм/с)<sup>-2</sup>, здесь  $V$  — скорость поверхности сосуда.

В работах Рыбалко нет убедительных экспериментальных указаний на то, что наблюдаемые разности потенциалов связаны с объемом конденсатора, поскольку электрический сигнал снимался с его пластин. Кроме того, как правильно отмечено в работе Локтева и Тимченко [5], если поляризация гелия носит объемный характер, то наблюдаемая разность потенциалов должна зависеть от размеров резонатора, что не наблюдалось на эксперименте.

Описанные выше эксперименты показали, что эффект исчезает при повышении температуры выше  $\lambda$ -точки.

Для объяснения теплоэлектрического эффекта в He II был предпринят целый ряд теоретических работ [5–10]. Не будем здесь останавливаться на подробном разборе этих работ, поскольку это сделано в работе Локтева и Томченко [5], и мы согласны с анализом этих авторов. Наиболее важным для дальнейшего вывода их работы было указание на тот факт, на который ранее по непонятной причине никто не обращал внимания, что в случае, если в силу каких-то физических причин возникает объемная поляризация гелия, то наблюдаемая разность потенциалов на конденсаторе должна существенно зависеть от его размеров, что в работе Рыбалко обнаружено не было. И кроме того, во всех предшествующих теоретических работах отношение  $\Delta T / \Delta U$  существенно зависело от температуры, и не было объяснено, почему в эксперименте с крутильными колебаниями стенки конденсатора индуцируемое напряжение зависело от квадрата скорости стенки.

Рассмотрим теперь физический механизм, который может позволить с единой точки зрения объяснить рассмотренные выше эксперименты более подробно.

Мы полагаем, что на поверхностях, смачиваемых гелием, существует потенциальная яма\*, а в ней — связанное состояние, и в этом состоянии атомы гелия

\* В работе [11] было рассмотрено взаимодействие атомов гелия с металлическими поверхностями и показано существование потенциальной ямы на поверхности. Это было сделано на основе учета вандервальсовского притяжения к стенке и отталкивания от нее в случае пересечения электронной оболочки гелия и электронной жидкости металла. Возникновение дипольного момента в результате этих взаимодействий в работе не рассматривалось.

имеют дипольный момент. Таким образом, ядро атома гелия находится в потенциальной яме, ограничивающей его движение в направлении, перпендикулярном адсорбирующей поверхности, и не ограничивающей его движение вдоль этой поверхности. Глубина потенциальной ямы равна энергии адсорбции.

Поляризация атомов гелия связана со смещением ядра относительно центра невозмущенного атома.

Оценим величину дипольного момента адсорбированного атома He. Предполагаем, что адсорбционная потенциальная яма возникает в результате взаимодействия электронной оболочки гелия с поверхностью, в случае металла — это взаимодействие с его электронной жидкостью, в случае ионного кристалла — с ионами поверхности, причем в результате этого взаимодействия электронная оболочка гелия деформируется. В случае ионного кристалла физика деформации оболочки — это электрическое поле поверхностного слоя ионов. В случае с металлом это, в частности, примесь  $1s2p$  с  $m = 0$  состояния в волновую функцию электронной оболочки He в результате взаимодействия с электронной жидкостью металла. Такая примесь ведет к смещению электронной оболочки по отношению к ядру [5].

Если адсорбирующая поверхность — металл, то, естественно, что в результате этого взаимодействия ядро гелия потянется к поверхности, а электронное облако оттолкнется от нее. В результате вектор дипольного момента будет направлен к поверхности, как показано на рис. 1. Для оценки порядка величины дипольного момента предположим, что энергия адсорб-

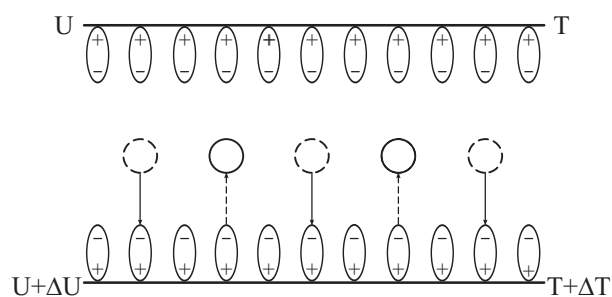


Рис. 1. Гелий II в конденсаторе в поле второго звука. Колебания разности температур на противоположных пластинах конденсатора, вызванные стоячей волной второго звука, ведут к колебаниям разности плотностей деформированных атомов гелия и, следовательно, генерируют колебания разности потенциалов на противоположных пластинах. Кругами изображены атомы гелия в объеме. Эллипсы — деформированные атомы на поверхности конденсатора. Падая из объема в поверхностное состояние, атом гелия деформируется, приобретая дипольный момент. При переходе из поверхностного состояния в объем атом гелия теряет дипольный момент.

ции равна энергии деформированного атома гелия, которая определяется смещением ядра относительно центра невозмущенного атома  $\delta$ , а величина дипольного момента  $d$  будет однозначно связана с ее величиной и равна  $d = 2e\delta$ . Здесь  $e$  — заряд электрона. Используя эти предположения и экспериментальное значение энергии адсорбции одного атома  $\varepsilon$  и теоретически рассчитанную его поляризуемость  $\alpha$ , можно сделать простую оценку его дипольного момента.

Энергию деформированного атома можно записать следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{k\delta^2}{2}. \quad (1)$$

Здесь  $k$  — коэффициент жесткости. Коэффициент жесткости можно выразить через поляризуемость, учитывая, что  $d = \alpha E$  и  $2eE = k\delta$ , находим:

$$k = \frac{4e^2}{\alpha}, \quad (2)$$

$$\alpha = 2,3 \cdot 10^{-41} \text{ Кл}\cdot\text{м}^2/\text{В} [3] \text{ и } k = 4,5 \cdot 10^3 \text{ Н/м}$$

и подставляя это выражение в (1), получаем:

$$\delta = \left( \frac{\alpha\varepsilon}{2e^2} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

И, окончательно, для дипольного момента атома He получим:

$$d = (2\alpha\varepsilon)^{1/2}. \quad (4)$$

По литературным данным энергии адсорбции для различных материалов могут отличаться друг от друга в несколько раз. Например, в эксперименте Рыбалко [1] внутренняя поверхность конденсатора была позолочена,  $\varepsilon_{Au} = 68,6 \text{ К}$  [11], в эксперименте с торсионным генератором сосуд был латунным, энергия адсорбции латуни нам неизвестна, но можно ожидать, что эта энергия на латуни ненамного отличается от меди (30,9–59,2) К [12]. Поэтому для золотых электродов  $\delta = 6,5 \cdot 10^{-13} \text{ м}$ ,  $d = 3,7 \cdot 10^{-31} \text{ Кл}\cdot\text{м}$ , а для латунных (медных)  $\delta$  в интервале  $(1,3-1,9) \cdot 10^{-13} \text{ м}$ , а  $d$  в интервале  $(4,2-6,1) \cdot 10^{-32} \text{ Кл}\cdot\text{м}$ .

Интересно сравнить эти значения с микроскопическим расчетом Локтева и Томченко [5] для двух взаимодействующих атомов He:  $\delta = 2,6 \cdot 10^{-14} \text{ м}$ . Как видим, полученное нами значение на порядок больше, и это, по нашему мнению, естественно. Взаимодействие со стенкой должно быть больше как минимум по двум причинам, а именно: в случае со стенкой атом гелия взаимодействует сразу со многими атомами, и к тому же они не являются атомами инертных газов. Так что наша качественная оценка дипольного момента

для гелия в потенциальной яме дает вполне разумный результат.

Необходимо отметить, что в формулах (3) и (4) может стоять кроме знака плюс также и знак минус. В рамках нашего рассмотрения энергия адсорбированного атома вырождена по дипольному моменту. Однако, как мы уже отметили выше, для металла вероятнее всего будет направление дипольного момента к поверхности, в случае же ионного кристалла направление дипольного момента будет определяться зарядом ионов на поверхности.

Переходим теперь к следующему положению нашей работы: имеем потенциальную яму глубиной  $\epsilon$  на стенке конденсатора и предполагаем, что в эту яму конденсируются атомы гелия из его объема (рис. 1). В этом случае на обеих пластинах конденсатора будет возникать дипольный слой. Если пластины сделаны из одного и того же материала, то плотность дипольных моментов («спонтанная» поляризация тонкого диэлектрика) будет одинакова, и разности потенциалов между пластинами не будет\*. В случае, если температуры обеих пластин конденсаторов будут колебаться, причем со сдвигом по фазе, то поляризация приповерхностных слоев будет меняться за счет ухода атомов в объем несогласованно, и возникнет переменная разность потенциалов, которая будет иметь максимум в случае, если температуры пластин будут колебаться в противофазе. Именно этот случай имел место в эксперименте Рыбалко со вторым звуком [1] — эффект достигал максимума для полуволнового резонатора.

Колебание напряжения  $\Delta U$ , генерируемое колебаниями температуры на пластинах конденсатора, можно выразить через колебания поверхностной плотности атомов гелия  $n_s$  и их дипольный момент:

$$\Delta U = \frac{2d}{\epsilon_0} \Delta n_s. \quad (5)$$

Однако указанных выше соображений для объяснения экспериментов [1] и [2] недостаточно, поскольку эта конденсация, естественно, будет происходить при переходе гелия в жидкую фазу при температурах выше температуры перехода в сверхтекучее состояние, поскольку энергия адсорбции в экспериментах Рыбалко изменялась в пределах от 60 до 30 К, а это гораздо больше, чем температуры, с которыми он работал, поэтому плотность конденсированных атомов гелия должна слабо зависеть от температуры. Поэтому делаем следующее предположение: при переходе в

сверхтекучее состояние гелия в объеме меняется характер смачивания поверхности, и это есть фазовый переход второго рода, связанный с дополнительной конденсацией из объема гелия в адсорбционную потенциальную яму и переходом дипольного слоя на поверхности в сверхтекучее состояние. Именно дополнительная плотность атомов на поверхности  $n_s$  будет зависеть от температуры и войдет в формулу (5), поскольку та часть поверхностной плотности дипольного слоя, которая образовалась выше сверхтекучего перехода, будет в интересующем нас интервале температур практически постоянной и исчезнет в результате вычитания, поскольку в формуле (5) фигурирует изменение плотности.

Найдем теперь зависимость  $n_s$  от температуры и скорости стенки конденсатора.

Чтобы найти температурную зависимость  $n_s$ , воспользуемся теорией фазовых переходов Ландау [13], параметр порядка выберем следующим образом:  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp i\varphi$ , здесь  $\varphi$  — фаза параметра порядка. В этом случае разложение свободной энергии по параметру порядка имеет вид

$$F(\Psi) = A + \alpha(T - T_\lambda)n_s + \beta n_s^2. \quad (6)$$

Далее, из условия экстремума свободной энергии  $dF/d|\Psi| = 0$  найдем

$$n_s = \frac{\alpha}{\beta}(T - T_\lambda). \quad (7)$$

Откуда получаем

$$\Delta U = -\frac{d}{\epsilon_0} \frac{\alpha}{\beta} \Delta T. \quad (8)$$

Таким образом, сразу получаем качественный результат Рыбалко о независимости  $\Delta T / \Delta U$  от температуры.

Перейдем теперь ко второму эксперименту Рыбалко [2]. В этом случае колеблется стенка сосуда, второй контакт неподвижен. Покажем, что колебания стенки сосуда приводят к колебаниям плотности  $n_s$ . Физически это понятно,  $n_s$  описывает плотность сверхтекучей части поверхностной плотности, и поэтому она будет иметь дополнительную кинетическую энергию в адсорбционной потенциальной яме, которую создает движущаяся стенка сосуда. Энергетическая глубина потенциальной ямы станет меньше и, следовательно, часть атомов гелия уйдет в объем, и поляризация поверхностного слоя уменьшится. Колебания скорости

\* Отметим, что если плотность диполей на разных пластинах будет не одинакова, то между пластинами конденсатора будет постоянная разность потенциалов, которая не является наблюдаемой величиной, поскольку будет заэкранирована ионами, которые всегда имеются в объеме He.

будут приводить колебаниям напряжения. Количественно этот результат можно получить, воспользовавшись, как и в предыдущем случае, теорией Ландау.

В рассматриваемом случае свободная энергия имеет вид:

$$F(\Psi) = A + \alpha(T - T_\lambda)n_s + \beta n_s^2 + \frac{mV^2}{2}n_s. \quad (9)$$

Откуда сразу следует

$$n_s = \frac{\alpha}{\beta}(T_\lambda - T) - \frac{m}{4\beta}V^2. \quad (10)$$

Здесь  $m$  — масса атома гелия. В эксперименте с торсионным генератором температура постоянна, поэтому для колебания напряжения получаем

$$\Delta U = \frac{d}{\varepsilon_0} \frac{m}{2\beta} V^2. \quad (11)$$

Остановимся теперь на возможной экспериментальной проверке предлагаемой теории. Поскольку одним из основных предположений вышеизложенного является представление об абсорбционной потенциальной яме на поверхности конденсатора, которая связана с возникновением дипольного момента у атома гелия, то естественно предположить, что если пластина конденсатора покрыта металлом, не смачиваемым гелием, то эффекта не будет или он будет сильно ослаблен. Таким металлом, по-видимому, является цезий [14]. Для проверки формулы (11) можно использовать поперечные ультразвуковые волны. Поскольку этот тип волн в сверхтекучей жидкости не распространяется, то можно в качестве одной из обкладок измерительного конденсатора использовать покрытый металлом конец волновода, к другому концу которого приклеен пьезопреобразователь. Волновод в таком эксперименте нужно использовать, чтобы избежать электрической наводки от пьезопреобразователя на измерительную схему. В таком эксперименте можно измерить частотную зависимость наведенной разности потенциалов при фиксированной амплитуде и ее зависимость от амплитуды при фиксированной частоте. В первом случае разность потенциалов должна быть пропорциональна квадрату частоты ультразвука, а во втором случае — квадрату его амплитуды.

Резюмируя изложенное выше, можно сказать, что мы построили простую термодинамическую теорию, качественно объясняющую генерацию электрических потенциалов вторым звуком [1] и колебаниями торсионного генератора [2], используя следующие предположения.

1. На поверхности пластин конденсатора, сделанных из материалов, смачиваемых He, существует ад-

сорбционная потенциальная яма, и в этой яме существует связанное состояние атомов He с образованием дипольного момента.

2. В эту яму конденсируются атомы гелия из объема при образовании жидкой фазы в результате смачивания поверхности электродов.

3. При переходе He в объеме в сверхтекучее состояние изменяется характер смачивания, причем это изменение представляет собой фазовый переход второго рода с параметром порядка, равным  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp i\phi$ , связанным с дополнительными атомами гелия, которые конденсируются в этом случае из объема в адсорбционную потенциальную яму и одновременно представляют собой сверхтекучую компоненту гелия в этой яме.

Предложенная феноменологическая теория позволяет объяснить не только факт генерации электрического напряжения в экспериментах со вторым звуком, но и отсутствие зависимости от температуры отношения  $\Delta T / \Delta U$ , что не удавалось сделать в предшествующих теоретических работах, а в эксперименте с торсионным генератором — объяснить зависимость наблюдаемого напряжения от квадрата скорости стенки сосуда.

Автор благодарен Е.С. Сыркину, привлечшему внимание автора к работам А.С. Рыбалко, В.П. Сахненко за поддержку работы и полезные обсуждения, а также П.Н. Тимонину за обсуждение результатов.

1. А.С. Рыбалко, *ФНТ* **30**, 1321 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 994 (2004)].
2. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, *ФНТ* **31**, 820 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 623 (2005)].
3. Г. Бете и Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, Наука, Москва (1960).
4. Д.Ж. Барфут, *Введение в физику сегнетоэлектрических явлений*, Мир, Москва (1970).
5. В.М. Локтев и М.Д. Томченко, *ФНТ* **34**, 337 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 262 (2008)].
6. А.М. Косевич, *ФНТ* **31**, 1100 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 830 (2005)].
7. L.A. Melnikovsky, *arXiv:cond-mat/0505102*.
8. L.A. Melnikovsky, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 559 (2007).
9. В.Д. Нацик, *ФНТ* **31**, 1201 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 915 (2005)].
10. Э.А. Пашицкий, С.М. Рябченко, *ФНТ* **33**, 12 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 8 (2007)].
11. E. Zaremba and W. Kohn, *Phys. Rev.* **B15**, 1769 (1997).
12. J.G. Brisson, J.C. Mester, and I.E. Silvera, *Phys. Rev.* **B44**, 12453 (1991).
13. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
14. В.Е. Сивоконь, *ФНТ* **32**, 65 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 48 (2006)].

On a possible surface nature of the electric activity in He II

E.D. Gutliansky

A simple phenomenological model is suggested to explain the generation of electric fields in HeII by the second sound and the oscillations of a wall of the condenser. The model is based on the assumption that on wetting by helium surfaces exists a surface bound state of helium atoms and in this state the atoms have dipole moment (There is a dipole layer on the surface.) It is supposed that at transition of helium in volume in a superfluid state the character of wetting is changed. This change is the phase transition of the second type connected with the beginning additional condensation of atoms from volume in the dipole layer and transi-

tion it in the superfluid state. For the description of this phase transition Landau theory with the order parameter of  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp i\varphi$  is used. From the theory follows that the value of the ratio of the potential drop oscillation to the difference temperature oscillation of the condenser plates generated by second sound wave from temperature does not depend. And the potential drop generated by the torsion generator wall is proportional to a square of its speed.

PACS: **67.10.Jn**—Transport properties and hydrodynamics;

**67.25.D**— Superfluid phase.

Keywords: superfluid helium, second sound, surface bound state, wetting, condensation, phase transition, electric field.