

# Некоторые особенности длинноимпульсного режима распространения фононного листа в сверхтекучем $^4\text{He}$

Р.В. Вовк

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина  
E-mail: rvovk2017@gmail.com

C.D.H. Williams, A.F.G. Wyatt

School of Physics, University of Exeter, Exeter EX4 4QL, United Kingdom

Статья поступила в редакцию 13 марта 2018 г., опубликована онлайн 28 августа 2018 г.

Исследовано угловое распределение плотности энергии анизотропного «фононного листа» при его распространении в сверхтекучем  $^4\text{He}$  при длительности импульса до 300 нс. Наличие плоского участка на угловых зависимостях фононного сигнала объясняется образованием «горячего» участка в центральной области листа и процессом генерации высокоэнергетических фононов в этом центральном участке. Насыщение ширины плоского участка при длительностях импульса вблизи 300 нс объясняется реализацией длинноимпульсного режима распространения пучка.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, распространение фононов, пучок фононов, тепловые импульсы.

Как известно, фононный импульс, инжектируемый в жидкий  $^4\text{He}$  посредством нагревателя, представляет собой сильно анизотропную систему [1–5], которая характеризуется экстремальной угловой зависимостью фонон-фононного взаимодействия [6,7]. Взаимодействие между низкоэнергетическими фононами ( $l$ -фононами) осуществляется преимущественно посредством трехфононных ( $3_{pp}$ ) процессов [8–10], которые происходят при углах между направлениями движения фононов, близких к  $8^\circ$ , при температурах порядка 1 К [5]. Это означает, что если генерация фононов происходит в узком угловом диапазоне, то взаимодействие между ними препятствует быстрому изменению углового распределения. Действительно, измерения ширины углового распределения  $l$ -фононного пучка на расстоянии 15,6 мм от нагревателя показали, что полуширина такого распределения составляет  $10,5^\circ$  [2]. Кроме быстрого  $3_{pp}$ -рассеяния фононы в жидком гелии могут испытывать намного более медленное  $4_{pp}$ -рассеяние [11–13]. Высокоэнергетические фононы ( $h$ -фононы), образованные в результате таких процессов и имеющие энергии  $\varepsilon \geq 10$  К, относительно более стабильны по сравнению с фононами, имеющими энергии  $\varepsilon < 10$  К, и не могут испытывать спонтанный распад. Поэтому, если температура жидкого гелия достаточно низка, то  $h$ -фононы могут рас-

пространяться в баллистическом режиме. Такие фононы были экспериментально исследованы в работах [1–3,14], а теоретический анализ этого уникального физического явления впервые проведен в работах [4,5]. Характерной особенностью  $h$ -фононного импульса является еще более узкое угловое распределение даже по сравнению с  $l$ -фононным импульсом, составляющее величину, близкую к  $3,5^\circ$ .

Представляет большой интерес вопрос, каким образом происходит процесс пространственного распространения фононного импульса, инжектированного в жидкий гелий. Первоначальный размер пучка фононов определяется размером нагревателя  $1 \times 1$  мм и длиной импульса ( $t_p = 300$  нс). Таким образом,  $l$ -фононы представляют собой тонкий лист, характерной толщины  $ct_p \approx 10^{-2}$  мм, где  $c = 238$  м/с — скорость звука в гелии. На расстоянии 17 мм от нагревателя угловая полуширина  $10,5^\circ$  соответствует пространственному размеру 3,1 мм. Вероятность того, что фононный лист испытывает простое пространственное расширение в процессе своего распространения была проанализирована в работе [15]. Как было показано, такое расширение должно приводить к очень быстрому охлаждению фононного листа, поскольку плотность энергии пропорциональна его размерам, а температура  $T$ , в свою очередь, пропор-

циональна  $\varepsilon^{1/4}$ . Поскольку генерация  $h$ -фононов сильно ослабевает при понижении температуры [16], это могло бы означать, что  $h$ -фононы рождаются только вблизи поверхности нагревателя, а это противоречит многочисленным экспериментальным наблюдениям, приведенным, в частности в [17–21]. Таким образом, очевидно, что фононный лист в процессе своего распространения в жидком гелии испытывает процесс, отличный от простого геометрического расширения.

Для изучения этого вопроса была сконструирована экспериментальная ячейка, состоящая из нагревателя, который мог вращаться вокруг оси, перпендикулярной линии, соединяющей центры самого нагревателя и центрального детектора (болометра). Нагреватель вращался посредством шагового двигателя со сверхпроводящими обмотками в медной матрице через систему котловых шкивов, которая позволяла достигать разрешения около  $1^\circ$  на один шаг двигателя. Угловое отклонение нагревателя от центрального положения измерялось посредством отдельной системы, состоящей из двух спаренных нагревателей, расположенных напротив двух неподвижных болометров. Эта система нагревателей могла вращаться синхронно с центральным нагревателем. Таким образом, зная пролетное время фононов между каждой парой нагреватель-болометр, можно было рассчитать угол вращения всей системы. Кроме того, пара дополнительных болометров, симметрично смещенных относительно центрального, позволяла точно определять нулевую позицию по  $h$ -фононному распределению. Нагреватели представляли собой тонкую золотую пленку (порядка  $80 \text{ \AA}$ ), напыленную на стеклянную подложку  $1 \times 1 \text{ мм}$ . Импульсы тока продолжительностью  $100 \text{ нс}$  подавались на нагреватель от генератора импульса (LeCroy 9210) в диапазоне мощностей от 3 до 25 мВт. Детектор представлял собой цинковую пленку  $1 \times 1 \text{ мм}$ , разрезанную в виде серпантинного мостика с сопротивлением  $R_{300} \approx 300 \text{ Ом}$  при комнатной температуре. Посредством постоянного внешнего магнитного поля это позволяло удерживать сопротивление мостика на середине сверхпроводящего перехода при низких температурах на уровне  $R \approx 50 \text{ Ом}$ . Через цепь обратной связи сигнал с детектора подавался на широкополосный усилитель (EG&G 5113), а затем регистрировался Tektronix DSA 601A. Для улучшения соотношения сигнал-шум генерация импульса проводилась с частотой  $48 \text{ Гц}$ . Чувствительность системы детектирования сигналов составляла  $6,03 \cdot 10^3 \text{ В}\cdot\text{Вт}$ . Расстояние от нагревателя до болометра составляло  $12,9 \text{ мм}$ . Экспериментальная ячейка охлаждалась в рефрижераторе растворения до температуры  $\approx 50 \text{ мК}$ . Ячейка была заполнена изотопически чистым  $^4\text{He}$ .

На рис. 1 показан интегральный  $l$ -фононный сигнал, полученный на центральном болометре, как функция угла при длительности импульса  $300 \text{ нс}$  в диапазоне мощностей от  $3,2$  до  $25 \text{ мВт}$ . Важной особенностью

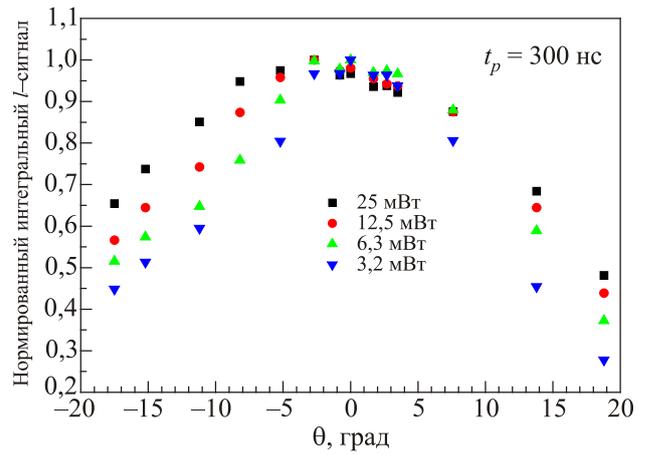


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Угловые зависимости нормированного  $l$ -фононного сигнала для длительности импульса  $300 \text{ нс}$  и мощностей импульса  $3,2$  ( $\blacktriangledown$ ),  $6,3$  ( $\blacktriangle$ ),  $12,5$  ( $\bullet$ ) и  $25$  ( $\blacksquare$ ) мВт.

таких угловых зависимостей является наличие плоского участка вблизи нулевой позиции. Подобная форма угловых зависимостей  $l$ -фононного сигнала, получаемого на детекторе, может быть обусловлена генерацией  $h$ -фононов в центральной области  $l$ -фононного листа, которая отбирает часть энергии из этого региона и уменьшает его вклад в сигнал. Согласно [22], генерация  $h$ -фононов продолжает извлекать энергию до тех пор, пока температура  $l$ -фононов не упадет до величины  $0,7 \text{ К}$ , при которой рождение  $h$ -фононов практически прекращается. Таким образом, плоский участок в начале углового распределения плотности энергии  $l$ -фононного листа определяется центральным регионом, имеющим одинаковую температуру  $\approx 0,7 \text{ К}$ , как результат охлаждения первоначального горячего региона, наличие которого было предсказано в теоретической модели [16]. Вне центрального региона фононного листа температура плавно уменьшается с увеличением угла отклонения, что, видимо, обусловлено пространственным расширением.

Действительно, согласно [16], решение задачи эволюции фононного импульса может быть сведено к решению одномерной задачи изменения геометрии фононного листа вдоль направления  $x$ , перпендикулярного направлению его распространения. В этом случае первоначальные условия и система основных уравнений с учетом симметрии задачи может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_y(x, t) &= 0; \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p v}{\partial x} &= 0; \\ \rho \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right\} &= -\frac{\partial p}{\partial x}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{S}(x, t)$  — вектор, направленный вдоль оси  $\mathbf{z}$ , которая совпадает с направлением распространения импульса, и имеющий единичную длину,  $\rho = T^4$  — аналог плотности,  $v = cs_x$  — скорость движения вдоль оси  $x$ , а

$P = c_0^2 r$  — аналог давления и  $c_0 = c \sqrt{\zeta_p} / 2$  — аналог скорости звука ( $\zeta_p = 1 - \cos \theta_{3pp}$  — малый параметр линеаризации), которая определяется углом  $\theta_{3pp}$  образующей конуса в импульсном пространстве, в котором фононы находятся в динамическом равновесии.

Система уравнений (1) должна быть дополнена начальными условиями в виде

$$\rho(x, t = 0) = \rho_0 \eta(L_x - |x|), \quad v(x, t = 0) = 0, \quad (2)$$

которые описывают прямоугольный импульс в момент времени  $t = 0$ , имеющий длину  $2L_x$  и плотность  $\rho_0 = \text{const}$  ( $\eta$  — функция Хевисайда).

Система уравнений (1) совместно с начальными условиями (2) описывает процесс, подобный расширению газового облака в вакууме. Такое расширение есть результат формирования двух волн разрежения, которое на протяжении временного интервала  $0 \leq t \leq L_x / c_0$  будет нетурбулентно распространяться симметрично левой ( $x < 0$ ) и правой ( $x > 0$ ) полуплоскостей.

Использование замены переменной  $x_t = x_t(x, t)$  в виде

$$x_t = \frac{L_x - |x|}{t} \quad (3)$$

преобразует систему уравнений (1) к двум уравнениям  $\rho(x_t)$  и  $v(x_t)$  с одним неизвестным, имеющим известный алгоритм решения [16]. Результат решения, полученный для плотности, имеет вид [16]

$$\rho = T^4 = \begin{cases} \rho_0, & \text{когда } 0 \leq |x| \leq L_x - c_0 t, \\ \rho_0 \exp[(L_x - |x| - c_0 t) / c_0 t], & \text{когда } |x| \geq L_x - c_0 t. \end{cases} \quad (4)$$

Как видно на рис. 2, на котором представлена данная функция в различные моменты времени (в частности, среднее положение на рисунке соответствует моменту  $t_1 = L_x / 2c_0$ ), пространственное расширение понижает плотность энергии в листе больше на краях, чем в центре. Таким образом, плотность энергии уменьшается в

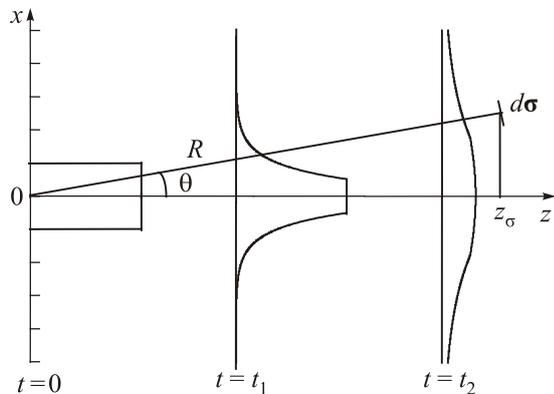


Рис. 2. Эволюция  $l$ -фононного импульса при его движении от генератора к детектору в различные моменты времени согласно [16].

направлении от центра. Второй фактор обусловлен генерацией  $h$ -фононов в листе [4], которые покидают лист через заднюю стенку благодаря тому, что их групповая скорость ниже, чем у листа в целом. Это также приводит к понижению плотности энергии в листе.

Форма угловых зависимостей  $h$ -фононного сигнала, показанных на рис. 3, позволяет предположить, что сумма  $l$ - и  $h$ -фононных сигналов должна иметь гладкую угловую зависимость, без плоского центрального региона. Однако существуют, видимо, несколько причин, которые обуславливают неправомерность простого суммирования двух составляющих фононного сигнала, поступающего на болометр. Во-первых, это пространственное расширение  $l$ -фононного листа после фактического прекращения генерации  $h$ -фононов, которое понижает плотность энергии в листе; во-вторых, слабое взаимодействие в системе  $h$ -фононов, приводящее, по сути, к квазибаллистическому режиму их распространения в узком угловом диапазоне.

Следует также отметить, что сумма  $l$ - и  $h$ -фононной энергии также не может быть получена посредством прямого интегрирования измеряемого сигнала по всему временному интервалу, поскольку чувствительность болометра зависит от энергии фононов. Энергия  $l$ -фононов  $\varepsilon_l \sim k_b T$ , где  $T$  — их температура. Ко времени прихода на болометр их температура понижается до  $T \approx 0,7$  К, следовательно, их энергия  $\varepsilon_l \approx 1,4$  К. В свою очередь,  $h$ -фононы имеют энергию  $\varepsilon_h \geq 10$  К. Чувствительность болометра определяется вероятностью того, что фонон из жидкого гелия может быть передан в твердый цинк. Как было показано в [21], такая вероятность увеличивается пропорционально возрастанию энергии фононов до величины 5 К, после чего остается постоянной. Таким образом, отношение чувствительностей болометра относительно регистрации  $l$ - и  $h$ -фононов находится в промежутке от 1,4 до 5.

В [22] были получены суммарные угловые зависимости интегралов  $l$ - и  $h$ -фононных сигналов в коротко-

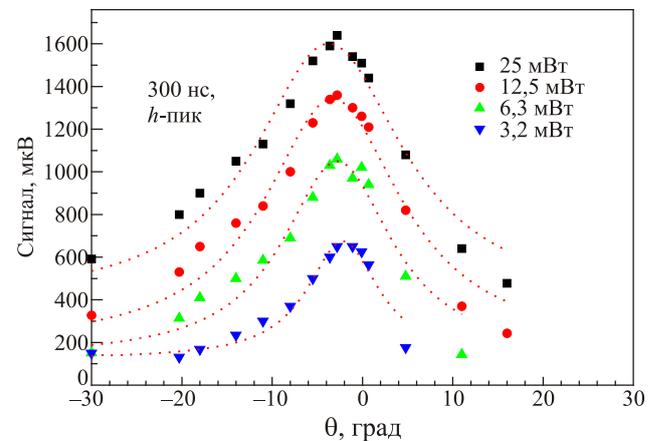


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Угловые зависимости  $h$ -фононного сигнала для длительности импульса 300 нс и мощностей импульса 3,2 (▼), 6,3 (▲), 12,5 (●) и 25 (■) мВт.

импульсном режиме по следующей методике:  $l$ - и  $h$ -фононные сигналы интегрировались отдельно, после чего  $h$ -фононный интеграл умножался на коэффициент  $1,4/5 = 0,28$  и затем суммировался с  $l$ -фононным интегралом. Как было показано, пики на угловых зависимостях, полученных таким способом, являются гладкими и более узкими по сравнению с аналогичными угловыми зависимостями, полученными для  $l$ -фононных интегралов. В области максимума сигнала для импульса мощностью 6,3 мВт и длительностью 50 нс  $h$ -фононы вносят вклад приблизительно в 2,5 раза больший, чем  $l$ -фононы. В то же время при отклонении около  $11^\circ$  от пика вклады обоих сигналов приблизительно эквивалентны, что может быть обусловлено более узким угловым распределением  $h$ -фононов по сравнению с  $l$ -фононами. Таким образом, суммарная энергия  $l$ - и  $h$ -фононов не имеет распределения с плоской вершиной, а имеет узкий закругленный пик, что подтверждает предположение о том, что изменение энергии в  $l$ -фононном листе конвертируется в образование  $h$ -фононов.

На рис. 4 показаны угловые зависимости интеграла  $l$ -фононного сигнала, деленного на длину импульса, при фиксированной мощности 12,5 мВт и различных длинах импульсов. Видно, что снова наблюдается характерная форма зависимостей с плоским участком, при этом высота этого плоского участка фактически остается постоянной, а ширина увеличивается с возрастанием длины импульса и приближается к насыщению при  $t_p \approx 300$  нс. Это, по-видимому, означает, что  $l$ -фононный пучок охлаждается как целое, при этом увеличение длительности импульса способствует тому, что возрастает количество энергии, расходуемой при больших углах на рождение  $h$ -фононов вплоть до момента его охлаждения до температуры  $T \approx 0,7$  К, при которой их генерация фактически прекращается. Насыщение ширины плоского участка при больших длинах импульса, вероятно, может происходить вследствие того,

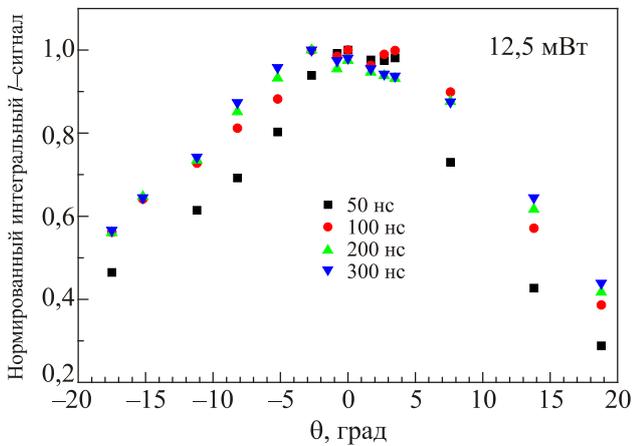


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Угловые зависимости нормированного  $l$ -фононного сигнала для мощности импульса 12,5 мВт и длительностей импульса 50 (■), 100 (●), 200 (▲) и 300 (▼) нс.

что импульс становится настолько длинным, что  $h$ -фононы во время своего движения по направлению к болометру в основном пребывают внутри  $l$ -фононного пучка.

В пользу последнего предположения свидетельствуют и зависимости отношения максимального интегрального  $l$ - и  $h$ -фононных сигналов от длины импульса при различных мощностях, показанные на рис. 5. Видно, что представленные зависимости имеют характерную особенность в виде максимума, величина и положение которого существенным образом зависят от мощности импульса. Поскольку максимум  $h$ -фононного сигнала в основном определяется фононами с характерной энергией  $\epsilon_h = 10$  К, логично предположить, что при увеличении мощности импульса возрастает доля фракции фононов с энергиями  $\epsilon_h > 10$  К, в результате чего положение максимума смещается в область коротких длин импульсов. Плавное понижение величины отношения  $h_{\max}/l_{\max}$  с ростом длины импульса свидетельствует о том, что все большая часть  $h$ -фононов начинает оставаться внутри  $l$ -фононного листа вплоть до момента его прибытия на детектор.

В заключение следует отметить, что в данной работе представлены результаты измерений углового распределения пучка  $l$ -фононов, генерируемого нагревателем при больших длительностях импульсов до 300 нс и различных мощностях. Угловое распределение показывает необычную форму с плоским верхом, ширина которого увеличивается с ростом мощности и длительности импульса. Плоский участок углового распределения образуется вследствие генерации высокоэнергетических  $h$ -фононов, которые оставляют центральный регион  $l$ -фононного листа при одинаковой температуре  $T \approx 0,7$  К. При наименьших мощностях и длительностях импульса генерация  $h$ -фононов невелика. Ширина плоской вершины насыщается при длительностях импульса около 300 нс, при которых реализуется длинноимпульсный режим распространения пучка.

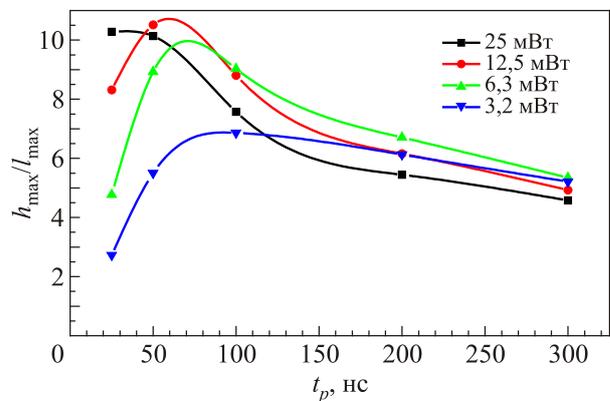


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимости отношения  $h_{\max}/l_{\max}$  от длительности импульса при мощностях импульса 3,2 (▼), 6,3 (▲), 12,5 (●) и 25 (■) мВт.

1. M.A.H. Tucker and A.F.G. Wyatt, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 2813 (1994).
2. R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 235302 (2003).
3. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, V.A. Slipko, R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *J. Mol. Liquids* **120**, 163 (2005).
4. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, A.V. Zhukov, M.A.H. Tucker, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1482 (1999).
5. D.H.S. Smith, R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *New J. Phys.* **8**, 128 (2006).
6. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, and A.F.G. Wyatt, *J. Low Temp. Phys.* **125**, 1 (2001).
7. R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. B* **69**, 144524 (2004).
8. H.J. Maris and W.E. Massey, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 220 (1970).
9. S. Havlin and M. Luban, *Phys. Lett. A* **42**, 133 (1972).
10. D.H.S. Smith, R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. B* **72**, 054506 (2005).
11. I.M. Khalatnikov, in: *Introduction to the Theory of Superfluidity*, Addison Wesley, Redwood City, California (1989).
12. S.G. Eckstein, Y. Eckstein, J.B. Ketterson, and J.H. Vignos, *Physical Acoustics*, Academic Press, New York (1970), Vol. II, p. 244.
13. M.A.H. Tucker and A.F.G. Wyatt, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 7745 (1992).
14. M. Brown and A.F.G. Wyatt, *Physica B* **195–196**, 495 (1990).
15. A.F.G. Wyatt, I.N. Adamenko, and K.E. Nemchenko, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 609 (2002).
16. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, V.A. Slipko, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. B* **68**, 134507 (2003)
17. R.A. Sherlock and A.F.G. Wyatt, *J. Phys. E* **16**, 673 (1983).
18. R.A. Sherlock, *J. Phys. E* **17**, 386 (1984).
19. C.D.H. Williams, *Meas. Sci. Technol.* **1**, 322 (1990).
20. P.C. Hendry and P.V.E. McClintock, *Cryogenics* **27**, 131 (1987).
21. T.W. Bradshaw and A.F.G. Wyatt, *J. Phys. C* **16**, 651 (1983).
22. R. Vovk, C.D.H. Williams and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. B* **68**, 134508 (2003).

Деякі особливості довгоімпульсного режиму поширення фононного аркуша у надплинному  $^4\text{He}$

R.V. Vovk, C.D.H. Williams, A.F.G. Wyatt

Досліджено кутовий розподіл густини енергії анізотропного «фононного аркушу» при його поширенні в надплинному  $^4\text{He}$  при довжині імпульсу до 300 нс. Наявність плоскої ділянки на кутових залежностях фононного сигналу пояснюється утворенням «гарячої» ділянки в центральній області аркуша та процесом генерації високоенергетичних фононів в цій центральній ділянці. Насичення ширини плоскої ділянки при тривалості імпульсу поблизу 300 нс пояснюється реалізацією довгоімпульсного режиму поширення пучка.

Ключові слова: надплинний гелій, поширення фононів, пучок фононів, теплові імпульси.

Some features of the long-pulse regime of propagation of a phonon sheet in superfluid  $^4\text{He}$

R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt

The angular distributing of energy density of “phonon sheet” at it propagation in superfluid  $^4\text{He}$  at length of impulse about 300 ns is investigated. The availability of flat top on angular dependences of phonon signal is explained by formation of «hot» area in the central region of sheet and process of creation of high energy phonons in this area. The saturation of the width of the flat top for impulse near-by 300 ns is explained by realization of the long pulse regime.

Keywords: superfluid helium, phonon penetration, phonon bean, heat pulses.