

546.291+536.483

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ДВИЖЕНИЕ КВАНТОВЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ *)

В предыдущей работе ¹ было показано, что ионы в жидком гелии могут быть использованы в качестве микроскопических пробных частиц для изучения сверхтекучести. В частности, измерения подвижностей ионов в слабых электрических полях позволили изучить процессы рассеяния, связанные с ротонами, фононами и примесными атомами He³. Средняя длина свободного пробега l быстро увеличивается с уменьшением температуры T (**). Относительно слабое электрическое поле \mathcal{E} становится тогда достаточно сильным, чтобы сообщить иону в промежутке между столкновениями энергию $e\mathcal{E}l$, большую, чем тепловая энергия kT . В этой области дрейфовая скорость уже не пропорциональна \mathcal{E} и стремится к предельному значению, равному примерно 50 м/сек^1 . При этом существует возможность рождения ионом ротона. Ниже описываются эксперименты в области более низких температур (от $0,3$ до $0,6^\circ \text{K}$) и более высоких полей, чем в предыдущей работе. Эти эксперименты являются хорошим доказательством того, что ион порождает в жидкости четко выраженный квантовый кольцевой вихрь, движение которого может быть детально изучено.

В нашей установке α -частицы из источника Po^{210} (S на рис. 1) создают ионы в слое жидкого гелия, непосредственно прилегающем к источнику S . Ток, достигающий коллекторной пластины C , измеряется с помощью электрометра, а для воздействия на движение носителей заряда могут быть использованы различные сетки. Описанные ниже эксперименты приводят к замечательному выводу, что в интересующей нас области, очень сильно отличающейся от области более высоких температур или низких полей, эти носители ведут себя подобно свободным частицам, движущимся через среду без трения.

а) Положим (рис. 1, а), что между S и сеткой A приложен некоторый ускоряющий потенциал V_1 . При более высоких температурах (когда рассеяние ионов приводит к заметному трению), чтобы заставить носителей заряда достигнуть C , между A и C должно быть некоторое ускоряющее поле. Однако в исследуемой области носители заряда достигают C даже в том случае, когда разность потенциалов между A и C равна нулю или замедляет движение носителей! Более того, когда температура достаточно низка, нужно приложить потенциал $V_2 \approx -V_1$, чтобы обратить ток в нуль (***)).

б) Чтобы не дать носителям заряда достигнуть коллектора, между сетками A_2 и A_3 или A_3 и A_4 нужно приложить один и тот же замедляющий потенциал

*) G. W. Rayfield and F. Reif, Evidence for the Creation and Motion of Quantized Vortex Rings in Superfluid Helium, Phys. Rev. Letts. **11**, 305 (1963). Перевод Р. А. Суриса.

**) Из работы ¹ следует, что при $T = 0,5^\circ \text{K}$ l равно нескольким микронам.

***) При $V_2 = 0$ ток испытывает резкий подъем, когда V_1 становится больше некоторого критического значения или температура ниже некоторой критической.

(рис. 1, б). Так как расстояние между сетками A_2 и A_3 в пять раз меньше, чем между A_3 и A_4 , можно утверждать, что именно потенциал, а не электрическое поле, существует для торможения носителей заряда.

в) Предположим, что носители заряда задерживаются под действием замедляющего потенциала между A_4 и C (рис. 1, б). Если потенциал между S и A_1 повысить на величину ΔV , то, чтобы обратить ток в нуль, между A_4 и C должен быть приложен дополнительный потенциал $-\Delta V$. Таким образом, носители заряда сохраняют «память» об энергии, полученной ими на дальнем конце установки *).

г) Будучи ускоренными потенциалом, приложенным между S и A_1 , носители легко проходят область между A_1 и A_4 (длиной около 1 см), в которой поля нет.

Измерение замедляющего потенциала между A_4 и C , необходимого для останова этих носителей заряда, показывает, что потери энергии на трение в этой области без поля малы (порядка 5—10% на см) и что потери эти уменьшаются с понижением температуры.

Эти эксперименты показывают, что трение здесь настолько мало, что носители заряда ведут себя подобно свободным частицам, которым может быть приписана определенная энергия. Чтобы более подробно изучить природу этих носителей заряда, мы исследовали зависимость их скорости v от энергии E с помощью простого «спектрометра» (рис. 1, в)**). Носители заряда ускоряются потенциалом V_1 , приложенным между S и A_1 , и останавливаются замедляющим потенциалом V_2 , приложенным между A_2 и C . Расстояние между сетками A_1B_1 и B_1A_2 равно L . В области между A_1 и A_2 нет постоянного поля, а потенциал между B и A_1 (или A_2) совершает колебания прямоугольной формы с частотой ν , изменяясь от V_s до $-V_s$ ($V_s \ll V_1$). Если предположить, что носитель однозарядный, то он достигает A_1 с энергией $E = eV_1$. Если его скорость v такова, что время пролета между A_1B_1 и B_1A_2 L/v оказывается равным $1/2 \nu$, то, проходя обе эти области, носитель приобретает дополнительную энергию, что позволяет ему, преодолев замедляющий потенциал V_2 , достигнуть коллектора C . Таким образом, зависимость коллекторного тока I от частоты ν имеет максимум при соответствующей пространственному резонансу частоте $\nu = v/2L$, а также более слабые, но более острые максимумы, соответствующие нечетным мультиплетам ***).

Рис. 1. Схематическое изображение различных вариантов взаимного расположения источника S , коллектора C и промежуточных сеток.

Таким образом оказывается возможным непосредственно измерять скорость v и изучать ее зависимость от энергии E .

Эксперименты, приведенные на этой установке, приводят к следующим выводам:

а) скорость носителей заряда очень мала (например, при $E = 10 \text{ эв}$ $v = 27 \text{ см/сек}$, что в 10^5 раз меньше, чем скорость свободного иона Не при этой энергии).

б) Скорость носителей заряда v приблизительно обратно пропорциональна их энергии E . Это видно на рис. 2.

в) Скорость v однозначно зависит от энергии E . Это можно показать с помощью экспериментов, схема которых представлена на рис. 1, г. Предположим, что сетки $A_2B_2A_3$ используются как спектрометр скорости. Если между A_1 и B_1 приложен тормозящий потенциал, то скорость носителей заряда увеличивается в соответствии с кривой на рис. 2. Аналогично, если в области $A_1B_1A_2$ нет поля, то малые потери энергии в этой области приводят к тому, что скорость носителей заряда, измеренная в $A_2B_2A_3$, оказывается большей, чем в $A_1B_1A_2$.

Таким образом, можно сделать вывод, что носители заряда характеризуются необычной, но хорошо определенной зависимостью v от E , представленной на рис. 2.

Эта последняя группа экспериментов наводит на мысль о том, что заряд сильно связан с некоторой областью окружающей его жидкости. Мы предполагаем, что он сильно связан с кольцевым вихрем, скорость v и энергия E которого согласно

*) Описанные эксперименты согласуются с более ранними неопубликованными наблюдениями Л. Меера и одного из авторов (Ф. Райфа).

***) Это, по сути дела, аналогично масс-спектрометру, предложенному У. Беннеттом (W. H. Bennett, J. Appl. Phys. 21, 143 (1950)).

****) Более высокое разрешение может быть получено на двуступенчатом спектрометре (рис. 1, г), где потенциал, совершающий колебания прямоугольной формы, приложен как к B_1 , так и к B_2 .

классической гидродинамике ² определяются следующими соотношениями:

$$E = \frac{1}{2} \rho k^2 r \left(\eta - \frac{7}{4} \right), \quad (1)$$

$$v = \frac{k}{4\pi r} \left(\eta - \frac{1}{4} \right), \quad (2)$$

где

$$\eta = \ln \frac{8r}{a}. \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность жидкости, r — радиус кольцевого вихря, a — радиус его поперечного сечения и k — интенсивность вихря. Так как параметр η весьма слабо (логарифмически) зависит от r , он в первом приближении может считаться постоянным. Тогда согласно формулам (1) и (2) имеем $v \sim r^{-1}$, а $E \sim r$, и, следовательно, $v \sim E^{-1}$, что приблизительно соответствует нашим экспериментам. Параметр η слабо зависит и от величины a . Если принять для a величину порядка атомных размеров (10^{-8} см), то, используя экспериментальные данные для E и v , можно найти значение k (нечувствительное к точному выбору a). Оказывается, что $k \approx 10^{-3}$ см² сек⁻¹. Если же принять, что вихри в сверхте кучемгелия квантованы ³, то квант циркуляции оказывается равным

$$k_0 = \oint \mathbf{v} d\mathbf{l} = \frac{h}{m} = 0,998 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}, \quad (4)$$

где h — постоянная Планка, а m — масса атома гелия. Таким образом, найденное нами значение k очень близко к величине k_0 ! Это заставляет думать, что наблюдаемый кольцевой вихрь содержит ровно один квант циркуляции. Для проверки этого предположения можно, положив в (1) и (2) $k = k_0$, представить экспериментальные данные таким образом, чтобы подобрать наилучшее значение для имеющегося в нашем распоряжении параметра a . Это приводит к $a = 1,2 \cdot 10^{-8}$ см. Вычисленная согласно формулам (1) и (2) с этим значением a теоретическая зависимость v от E на рис. 2 представлена сплошной кривой. Экспериментальные точки удивительно хорошо ложатся на эту кривую. (Интервалу энергий от 1,5 до 45 эв, в котором лежат экспериментальные точки, отвечает изменение r от $5 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-4} см.)

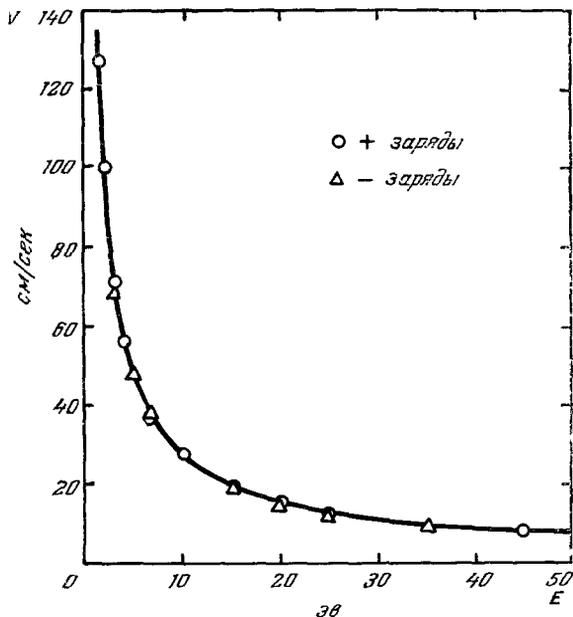


Рис. 2. Теоретическая кривая зависимости скорости v от энергии E кольцевого вихря, имеющего один квант циркуляции $k = h/m$ и радиус поперечного сечения $a = 1,2 \times 10^{-8}$ см.

Кривая построена, исходя из уравнений (1) и (2) для жидкого гелия, плотность которого $\rho = 0,1454$ г/см³. Точки соответствуют экспериментальным данным для положительно (○) и отрицательно (△) заряженных носителей.

Это великолепное согласие экспериментальной и теоретической, рассчитанной по формулам (1) и (2) при $k = k_0$ зависимости v от E является убедительным доказательством того, что мы наблюдаем несущий заряд кольцевой вихрь в сверхтекучей жидкости, имеющий один квант циркуляции и движущийся почти свободно. Дополнительными доказательствами служат следующие факты: а) изменение температуры в доступной области от 0,6 до 0,3° К не влияет на экспериментально найденную зависимость v от E . б) Эта зависимость оказывается одинаковой как для положительных, так и для отрицательно заряженных носителей (несмотря на заметную разницу в подвижностях для противоположно заряженных ионов в слабых полях ¹).

Наконец, остаются еще некоторые открытые вопросы, которые требуют по крайней мере качественного рассмотрения. Возможно, что ион сначала разгоняется полем до скорости, при которой рождается один ротон; последний можно рассматривать как

наименьший возможный вихрь³. Далее этот ион остается связанным с вихрем*), радиус которого увеличивается с ростом энергии (его циркуляция остается равной одному кванту), а движение замедляется, и поэтому не происходит дальнейшего рождения ротонов. Малое трение, обнаруживаемое кольцевым вихрем, должно быть связано со столкновениями с элементарными возбуждениями жидкости (при очень низких температурах, в основном с фононами). Хотя грубые оценки показывают, что получаемая величина этих эффектов трения не бессмысленна, их количественное описание требует более подробного исследования.

Если интерпретация наших результатов корректна, то описанные эксперименты дают, возможно, наиболее прямое доказательство существования квантовых вихрей в сверхтекучем гелии и открывают путь для детального изучения их свойств.

Дж. Рейфилд и Ф. Райф

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. Reif and Lothar Meyer, Phys. Rev. **119**, 1164 (1960); Phys. Rev. Letts **5**, 1 (1960); Phys. Rev. **123**, 727 (1961); См. также: G. G a r e r i, Progr. Low-temperature Phys., vol. 3 (ed. by C. J. Gorter), Int. Publ., New York, 1961, стр. 58.
2. Г. Лэмб, Гидродинамика, М., ГТТИ, 1947; см. также: L. P r a n d t l and O. G. T i e t - j e n s, Fundamentals of Hydro- and Aeromechanics, Dover Publ., N. Y., 1957, гл. 12.
3. R. P. F e u n m a n, Progr. Low-temperature Phys., vol. 1 (ed. by C. J. Gorter), Int. Publ., New York, 1955, стр. 34.