

ПОПЫТКА НАБЛЮДЕНИЯ ВАКАНСИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ He⁴

А.Андреев, К.Кешишев, Л.Межов-Деглин¹⁾, А.Шальников

Большая величина амплитуды нулевых колебаний атомов в кристаллах гелия приводит к тому, что дефекты любой природы и, в частности, вакансии при низких температурах должны рассматриваться как нелокализованные квазичастицы (см. [1]). Более того, если ширина энергетической зоны для вакансионных оказывается достаточно большой, то возможно существование нулевых вакансионных, т.е. таких, которые существуют и при нуле температуры. В таких условиях кристалл должен обладать аномально большой текучестью.

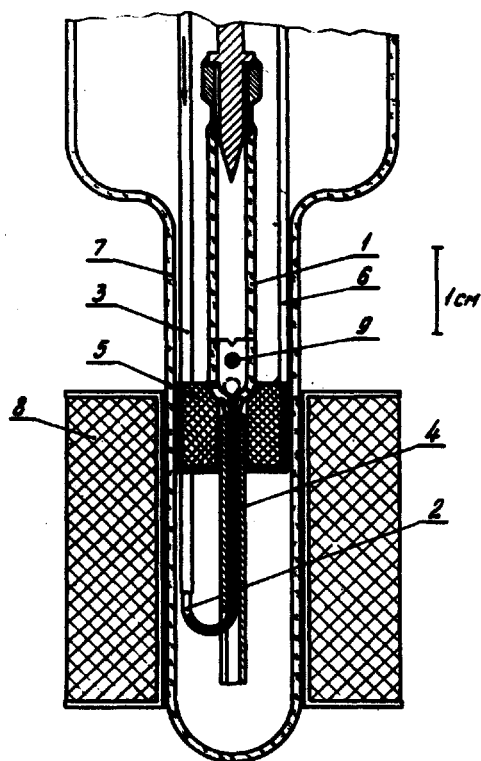
Мы предприняли попытку наблюдения эффектов, связанных с наличием вакансионных и их движением.

Идея нашего опыта заключалась в измерении скорости движения тела, замороженного в кристалл гелия, выращенного в условиях, в которых мы ранее [2] готовили кристаллы высокой степени совершенства.

На рис.1 изображен использованный нами прибор. Кристаллы гелия выращивались в направлении сверху вниз в вертикально расположенной ампуле 1 с внутренним диаметром ~ 3 мм, постепенно заполняя весь ее объем. В дно ампулы впаян платиновый капилляр 2 $\phi 0,9 \times 0,4$ мм, переходящий затем в трубку из нержавеющей стали 3. На платиновый капилляр надет сердечник 4 из железа Армко $\phi 3$ мм. У дна ампулы

¹⁾ Институт физики твердого тела АН СССР.

на сердечник надет короткий свинцовый цилиндр 5 в медной обойме, соединенной медным холодопроводом 6 с внешней гелиевой ванной. Ампула расположена внутри вакуумной рубашки 7, на которую надета сверхпроводящая катушка 8, снабженная тепловым ключом.



Рабочее тело — хорошо полированный шарик 9 ϕ 1,57 мм, изготовленный из высококоэрцитивного сплава платины с кобальтом (25% Co, 75% Pt) и намагниченный в поле 25 кэ, перед началом опыта лежит на дне ампулы. После охлаждения свинцового цилиндра шарик всплывает над цилиндром на высоту ~ 2 мм и располагается в середине ампулы, так что его магнитная ось оказывается направленной вертикально вследствие действия сердечника. Таким образом можно было, предварительно заморозив "невесомый" шарик в растущий кристалл, подвергнуть его воздействию искусственной силы тяжести, создаваемой сверхпроводящей катушкой с ферромагнитным сердечником.

В специальных модельных опытах с помощью пружинных весов сила с которой шарик втягивался в катушку была измерена и при токе 10 а достигала 7,5 г, т.е. превышала его вес в 250 раз.

Наблюдение за положением шарика велось с помощью катетометра,

Измерялось расстояние от теневого края шарика до реперной отметки на поверхности ампулы. Оптические искажения вследствие наблюдения через шесть стеклянных стенок не позволяли повысить точность отсчета до паспортной точности измерительного прибора (10 мк).

Мы не располагали также возможностью понижать температуру кристалла ниже 0,5°K. Мы не наблюдали перемещения шарика в течение $\sim 10^4$ сек, другими словами, скорость его движения была менее $2 \cdot 10^{-7}$ см/сек.

Скорость перемещения шара определяется двумя факторами — концентрацией вакансионных с и их подвижностью b . Под действием приложенной к шару силы на его поверхности возникают нормальные напряжения σ_{nn} и связанное с ними изменение концентрации вакансионных или, что то же самое, отклонение μ химического потенциала от равновесного значения. Как и в случае обычных вакансий (см. [3])

$$\mu' = -\Omega \sigma_{nn}, \text{ где } \Omega - \text{ атомный объем.}$$

Для вычисления σ_{nn} необходимо определить деформацию гелия под действием приложенной к шару силы F . Вектор смещения решетки равен

$$u = \frac{1 + \sigma}{8\pi E(1 - \sigma)r} \left\{ (3 - 4\sigma)F + n(nF) + \frac{R^2}{r^2} [F - 3(Fn)n] \right\}. \quad (1)$$

Здесь E , σ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона гелия, R — радиус шара, r — расстояние от центра ($r > R$), $n = r/R$. При $r \rightarrow \infty$ (1) переходит в решение, соответствующее δ — образной силе (см. [4]). При $r = R$ имеем $u = \text{const}$, что должно быть, поскольку шар предполагается недеформируемым. С помощью (1) вычисляем нормальные напряжения на поверхности шара:

$$\sigma_{nn} = \sigma_{ik} n_i n_k = -(Fn)/4\pi R^2.$$

При $r > R$ химический потенциал удовлетворяет стационарному уравнению диффузии $\Delta\mu' = 0$. Решение, удовлетворяющее найденным выше граничным условиям, имеет вид

$$\mu' = -\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) F \nabla \cdot \frac{1}{r}.$$

Градиент μ' определяет диффузионный поток вакансионных и связанную с ним нормальную скорость перемещения точек поверхности шара:

$$v_n = -cb \delta\mu'/\delta n = cb \Omega (Fn)/4\pi R^3. \text{ Если ввести силу } f = 3\Omega F/4\pi R^3,$$

отнесенную к одной частице гелия в объеме шара, то скорость перемещения шара как целого равна $v = 2/3 cbf$.

В нашем случае $f = 1,2 \cdot 10^{-16}$ дн и $v < 2 \cdot 10^{-7}$ см/сек. Таким образом, $cb < 2,5 \cdot 10^9$ сек/г. Этому условию во всяком случае должна удовлетворять подвижность, обусловленная квантовым туннелированием вакансии из узла в узел и связанная с шириной энергетической зоны вакансионных $\Delta\epsilon$ соотношением $b \sim a^2 \Delta\epsilon / \hbar T \sim 10^{12} \Delta\epsilon / T$, a — межатомное расстояние. Отсюда находим $\Delta\epsilon < 2 \cdot 10^{-3}$ Т/с.

Для существования нулевых вакансионных необходимо, чтобы $\Delta\epsilon$ было сравнимо с энергией образования вакансии, которая, как можно думать, порядка нескольких градусов. Можно, таким образом, утверждать, что если нулевые вакансии в He^4 существуют, то их концентрация не больше 0,1%.

Мы благодарны И.М.Лифшицу за ценную дискуссию. А.Г.Рабинкину и В.А.Сполянскому за помощь в изготовлении шарика из магнитного сплава.

Институт физических проблем
Академии наук СССР
Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 марта 1969 г.

Литература

- [1] А.Ф.Андреев, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 56, вып.6, 1969.
 - [2] А.И.Шальников. ЖЭТФ, 47, 1727, 1964.
 - [3] C.Hegging. J. Appl. Phys., 21, 437, 1950.
 - [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М., Изд. Наука, 1965, стр.44.
-