

УДК 548.35;530.145

СВОЙСТВА ВАКАНСИЙ В ДВУМЕРНЫХ КВАНТОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

О. П. АНИСИМОВА

Ереванский государственный университет

В. В. РЖЕВСКИЙ

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 15 января 1986 г.)

Показано, что в двумерном квантовом кристалле He^3 и двумерном твердом растворе He^3-He^4 возможно образование андреевских вакансионов.

1. В работе [1] было показано, что в ОЦК He^3 при условии $J_0 \ll T \ll \Delta$ вокруг вакансии образуется ферромагнитно упорядоченная область флуктуонного типа [2] радиуса $R \gg a$ (a — межатомное расстояние). В работе [3] был исследован твердый раствор He^3-He^4 и показано, что в присутствии вакансий при температурах $J_0 \ll T \ll \Delta$ возможно возникновение макроскопических областей — вакансионов. На одной ветви кривой расслоения, когда $n_3 \ll n_4$ (n_3 и n_4 — числа атомов He^3 и He^4 в единице объема), атомы He^3 вытесняются из сферы радиуса $R \gg a$, образующейся вокруг вакансиона; на другой ветви кривой расслоения, когда $n_4 \ll n_3$, вытесняются атомы He^4 , а спины атомов He^3 упорядочиваются, что приводит к существенному изменению термодинамических и магнитных свойств твердого квантового раствора [4].

В последние годы широко исследуются двумерные квантовые кристаллы, возникающие в монослойных пленках гелия, адсорбированных на графитовой подложке [5—7]. Кроме того, найден согласованный кристалл (СК) треугольной симметрии. Этот кристалл существует при плотностях покрытия $x = (0,58 \div 1,00)$, и концентрация вакансий x_v в нем очень велика. В основном состоянии $x_v \lesssim 1$. В работе [8] рассматривались свойства СК He^3 , связанные со структурой магнитных вакансий. В настоящей работе рассматриваются свойства вакансий в двумерном растворе He^3-He^4 и влияние внешних полей на вакансион.

2. Рассмотрим двумерный твердый раствор изотопов гелия. Предположим сначала, что система представляет собой слабый раствор He^4 в He^3 . В случае соответствующего трехмерного твердого раствора вокруг

вакансий возникают ферромагнитные области, состоящие только из атомов He^3 . Аналогичная картина должна наблюдаться и в двумерной системе.

Вычислим энергию делокализованной вакансии, свободно движущейся внутри окружности радиуса $R \gg a$. Если решить двумерное уравнение Шредингера в полярных координатах с нулевыми граничными условиями, то для энергии E получим

$$E = \frac{\hbar^2 \gamma_0^2}{2mR^2}, \quad (1)$$

где $\gamma_0 = 2,405$ — первый корень функции Бесселя нулевого порядка.

Свободная энергия в этом случае имеет вид

$$F = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 \gamma_0^2}{2mR^2} + Tn_3 \pi R^2 \ln 2 + x \pi R^2 n_3 T, \quad (2)$$

где ε_0 — энергия рождения вакансии, $x = n_3/n_4 \ll 1$ — концентрация раствора, n_3 и n_4 — числа атомов He^3 и He^4 на единице поверхности.

Из условия минимума свободной энергии находим радиус образовавшегося вакансиона:

$$R = \left[\frac{\gamma_0^2 \Delta}{2\pi T (\ln 2 + x)} \right]^{1/4} a. \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), для свободной энергии в расчете на один атом He^3 получим

$$F_v = (\pi T \Delta)^{1/2} (\ln 2 + x)^{1/2} \gamma_0 x v. \quad (4)$$

Образованные таким образом вакансионы дают значительный вклад в теплоемкость твердого раствора:

$$C_v = \frac{1}{4} [\pi \Delta (\ln 2 + x)]^{1/2} \gamma_0 x v T^{-1/2}. \quad (5)$$

Кроме того, с каждым вакансионом связан большой магнитный момент

$$\mu = \left[\frac{\gamma_0^2 \Delta}{2\pi T (\ln 2 + x)} \right]^{1/2} \mu_B. \quad (6)$$

Этот магнитный момент в значительной степени определяет магнитные свойства двумерного раствора.

В случае слабого раствора He^3 в He^4 ($n_3 \ll n_4$) на основе аналогичных рассуждений получаем

$$F_1 = \frac{\hbar^2 \gamma_0^2}{2mR_1^2} + x \pi R_1^2 n_4 T, \quad R_1 = \left(\frac{\gamma_0^2 \Delta}{2\pi x T} \right)^{1/4} a, \quad (7)$$

где F_1 — свободная энергия вакансии, R_1 — радиус вакансиона, $x = n_3/n_4$.

Вклад в теплоемкость есть

$$C_v^{(1)} = \frac{1}{4} (\pi x \Delta)^{1/2} \gamma_0 T^{-1/2}, \quad (8)$$

а энергия вакансии в расчете на один атом He^4 —

$$F_v^{(1)} = (\pi x T \Delta)^{1/2} \gamma_0 x_v. \quad (9)$$

3. Для эксперимента представляет интерес исследование влияния внешних сил на поведение вакансионных. Под воздействием внешнего поля, например поля звуковой волны, узлы решетки претерпевают смещение $u_i(r)$. Энергетический спектр квазичастицы в рассматриваемом случае имеет вид

$$\varepsilon(p, r) = \varepsilon(p) + \lambda_{ik}(p), \quad (10)$$

где λ_{ik} — деформационный потенциал; $\lambda_{ik} \sim u_{ik}$,

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial r_k} + \frac{\partial u_k}{\partial r_i} \right).$$

При этом зависимость функции распределения от двумерного квазинимпульса p в равновесном состоянии задается соотношением

$$\frac{\partial f}{\partial p} = \frac{f_0}{T} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} - \frac{f_0}{T} \frac{\partial \lambda_{ik}(p)}{\partial p} u_{ik}(r), \quad (11)$$

где f_0 — постоянная, определяемая числом квазичастиц в единице объема.

Кинетическое уравнение для квазичастиц имеет вид уравнения Фоккера—Планка [9]

$$\frac{\partial f}{\partial p} F = D \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{f_0}{T} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right\}. \quad (12)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, F — внешняя сила.

Разложим входящие в (12) величины в ряд Фурье:

$$f(p) = \sum_a f(a) e^{ipa/\hbar}, \quad \varepsilon(p) = \sum_a \varepsilon(a) e^{ipa/\hbar}. \quad (13)$$

В результате для функции распределения получим

$$f(a) = - \frac{a^2 D}{T} f_0 \frac{\varepsilon(a) + \lambda_{ik}^{(0)} u_{ik}}{D_a^2 + i\hbar F a}, \quad (14)$$

где $\lambda_{ik}^{(0)}$ — амплитуды изменения величин $\lambda_{ik}(p)$.

Средняя скорость дрейфа равна

$$u = - \frac{D}{T} \sum_a \frac{ia^2 a (\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik})^2}{D a^2 - i\hbar F a} - \frac{D}{T} \sum_a \frac{ia^2 a \varepsilon(a) [\varepsilon(a) + 2\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik}]}{D a^2 - i\hbar F a}. \quad (15)$$

В слабом внешнем поле скорость дрейфа пропорциональна полю:

$$u_i = B_{ik} F_k,$$

$$B_{ik} = \frac{2\hbar}{TD} \left\{ \left(\frac{\Delta_{ik}}{2} + 2\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik} \right)^2 + (\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik})^2 \right\} \sum_n \frac{a_{ni} a_{nk}}{a_n^2}. \quad (16)$$

В сильных полях из (15) имеем

$$u = \frac{2D}{\hbar T} \{ \Delta_{ik}^2 + (\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik})^2 + 2\Delta_{ik} \lambda_{ik}^{(0)} u_{ik} \} \sum_n \frac{a_n^2 a}{(F a)}.$$

1. Андреев А. Ф. Письма в ЖЭТФ, 24, 608 (1976).
2. Криволаз М. А. УФН, 111, 617 (1973).
3. Анисимова О. П., Варданян Г. А. ДАН АрмССР, 66, 285 (1979).
4. Анисимова О. П., Варданян Г. А. ФТТ, 21, 572 (1979).
5. Bretz M. et al. Phys. Rev., A8, 1589 (1973).
6. Rollefson R. Phys., Rev. Lett., 29, 410 (1972).
7. Nielsen M. et al. J. de Physique, 38, C4-1 (1977).
8. Дейгельман М. В. Письма в ЖЭТФ, 27, 491 (1978).
9. Андреев А. Ф., Мейерович А. Э. ЖЭТФ, 67, 1559 (1975).

ՎԱԿԱՆՍԻԱՆԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՐԿԶԱՓ
ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Օ. Պ. ԱՆԻՍԻՄՈՎԱ, Վ. Վ. ՌԺԵՎՍԿԻ, Ա. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ He^3 երկշափ քվանտային բյուրեղում և He^3-He^4 երկշափ քվանտային խառնուրդում հնարավոր է անդրհայտն վականսիաների առաջացումը:

THE PROPERTIES OF VACANCIES IN TWO-DIMENSIONAL
QUANTUM CRYSTALS

O. P. ANISIMOVA, V. V. RZHEVSKIY, A. S. SAHAKYAN

The possibility of Andreev vacancy formation in the two-dimensional quantum crystal He^3 as well as in the two-dimensional solid solution He^3-He^4 is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 266—272 (1987)

УДК 577.352.2

ВЛИЯНИЕ ДИСКРЕТНОСТИ ЗАРЯДА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ПОТЕНЦИАЛА В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ
ФОСФОЛИПИДНОЙ МЕМБРАНЫ

А. З. АЦАГОРЦЯН, Д. В. ПАЛАНКЕР, Г. Н. НАДЖАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 8 октября 1986 г.)

Рассчитан электрический потенциал в поверхностном слое (ПС) фосфолипидной мембраны в приближении «ступенчатого» изменения диэлектрической проницаемости с учетом дискретности заряда. Полученные в интегральном виде решения удается с большой точностью ($\sim 0,01\%$) представить простыми аналитическими выражениями методом аппроксимации подынтегральной функции. Показано, что на величину потенциала в плоскости адсорбции ионов оказывает существенное влияние как дискретность распределения заряда мембраны, так и параметры ПС. В то же время по-