

## ФЕРМИ- И БОЗЕ-КВАЗИЧАСТИЦЫ В РЕШЕТОЧНОЙ СИСТЕМЕ

Г. А. ВАРДАНЯН

Рассматриваются некоторые особенности в поведении квазичастиц типа перегибов на дислокациях, вакансионных, примесных и т. д. в неидеальной решеточной системе.

В настоящей работе проводится теоретическое исследование особенностей в поведении квазичастиц в неидеальных решеточных системах, т. е. в системах, подчиняющихся теории Андреева и Лифшица [1]. Рассматриваются квазичастицы типа перегибов на дислокациях, предсказанные впервые Андреевым [2]. Взаимодействие перегибов друг с другом приводит к образованию связанного состояния—пары перегибов на дислокациях.

Для ряда задач представляет интерес вопрос о передаче импульса при рассеянии квазичастиц друг на друге. Однако этот вопрос отнюдь не требует выяснения конкретного механизма рассеяния, что позволяет применять полученные результаты относительно величины импульса для разных квазичастиц. Здесь, для простоты, рассмотрен случай рассеяния вакансионна на примесоне [3—8].

При вполне определенных условиях [1] в системе возможно наличие одновременно и ферми- и бозе-ветвей возбуждений. Это справедливо, вообще говоря, для всех типов квазичастиц. Имеется редкий пример твердого раствора в неидеальной решеточной системе [9, 10]. Вопрос о фазовом расщеплении, очевидно, является достаточно важным с точки зрения термодинамического поведения такой системы. Ниже будет показано, что расщепление на фазы в рассматриваемом растворе начинается при очень малых концентрациях, лежащих, однако, в экспериментально доступной области.

1. Состояние квазичастиц в квантовом кристалле классифицируется значениями квазиимпульса  $p$  и соответствующей энергии  $E$  [1]. В том случае, когда речь идет о квазичастицах типа перегибов на дислокациях, расположенных в плоскости скольжения под некоторым углом к кристаллографическим направлениям, согласно теории Андреева, зависимость энергии от одномерного квазиимпульса дается выражением [2]

$$E(p) = E_0 + 2hJ \cos\left(p \frac{a}{h}\right), \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия локализованного перегиба в классическом пределе.

Здесь рассматривается картина взаимодействия в разреженной газе перегибов (расстояние между ними  $n^{-1} \ll r_0$ ,  $r_0$  — радиус взаимодействия), приводящая к возникновению связанного состояния и к движению дислокаций в целом.

Процесс взаимодействия перегибов в дискретном пространстве кристалла описывается уравнением Лифшица [11, 12]

$$\sum_{R'} A_{R-R'} \psi(R') + \sum_{R'} U(R') \psi(R') = z \psi(R), \quad (2)$$

где

$$E(p) = \sum_R A_R e^{ipR}, \quad (3)$$

а  $U(R, R') = \beta \delta_{RR'}$ ,  $\beta \sim \mu a^4$ ,  $\mu$  — модуль сдвига.

Из (2) и (3) очевидно, что

$$\psi(R) = \frac{\beta}{2\hbar J} \int \frac{\exp(ikR)}{\varepsilon + \cos ka} = \frac{\beta}{2\hbar J} \left( \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - 1} - \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1} + 1} \right)^{R/a}, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon = \frac{E_0 - z}{2\hbar J}.$$

Собственные значения энергии уравнения (2) определяются граничным условием на волновую функцию, что дает

$$\frac{\beta}{V} \int \frac{dk}{\varepsilon(k) - z} = 1. \quad (5)$$

Следовательно, существует уровень  $z_0$ , который отщепляется от зоны:

$$z_0 = E_0 + \Delta \sqrt{1 + (\beta/\Delta)^2}. \quad (6)$$

Для такого локализованного уровня уравнение Дайсона определяет функцию Грина в явном виде [6]

$$G_{RR'} = G_{RR'}^0 + \frac{\beta G_{RO}^0 G_{OR'}}{1 - \beta G^0}, \quad (7)$$

где

$$G^0 = \frac{1}{N\Delta} \sum_p \frac{1}{\varepsilon - \cos pa - i\delta}. \quad (8)$$

Выражение для  $G_{RR'}$  позволяет найти плотность состояний в спектре  $\nu(\varepsilon)$ , которая связана с функцией Грина известным соотношением:

$$\nu(\varepsilon) = \frac{1}{\pi N} \text{Im Sp } G(\varepsilon).$$

Из выражений (7) и (8) для  $\nu(\varepsilon)$  имеем

$$\nu(\varepsilon) = \nu_0(\varepsilon) + \frac{1}{\pi N} \text{Im} \frac{d}{d\varepsilon} \ln [1 - \beta G_0(\varepsilon)], \quad (9)$$

где

$$G_0(\varepsilon) = \text{Re } G_0(\varepsilon) + i \text{Im } G_0(\varepsilon),$$

$$\text{Re } G_0(\varepsilon) = \frac{1}{N\Delta} \frac{\varepsilon}{|\varepsilon|} \sqrt{\varepsilon^2 - 1}, \quad \text{Im } G_0(\varepsilon) = -\frac{\pi}{aN} \frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}. \quad (10)$$

Как следует из выражения (9),

$$1 - \beta \text{Re } G_0(\varepsilon) = 0, \quad (11)$$

что означает, что в некоторой точке плотность состояний увеличивается по сравнению с обычным кристаллом. Следовательно, функция  $\nu(\varepsilon)$  в точке

$\varepsilon = \pm \sqrt{1 + \left(\frac{N\Delta}{\beta}\right)^2}$  имеет максимум, и вблизи этой точки

$$\nu(\varepsilon) = \nu_0(\varepsilon) + \frac{1}{\pi N} \frac{\Gamma_0}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \Gamma_0^2}, \quad (12)$$

где  $\Gamma_0 = -\frac{i\pi\Delta}{\alpha} \frac{|\varepsilon_0|}{\varepsilon_0}$  — ширина этого максимума. Если  $\varepsilon_0$  лежит в полосе этого спектра  $E(p)$ , то эту ситуацию можно трактовать как наличие в системе некоторого виртуального уровня, а в том случае, когда  $\varepsilon_0$  лежит вне полосы этого спектра, в системе появляются дискретные уровни, соответствующие связанным состояниям [4–6].

Рассмотрим влияние малого ( $V' < \beta$ ) возмущения на локализованное состояние перегиба. Разложим  $\det |1 - G^0(\varepsilon)V'|$ , определяющий спектр полюсов в (11), в ряд по степеням  $V'$ :

$$\det |1 - G^0V| = \det |1 - G^0V'| \left[ 1 - G^0\beta - \beta \left( \frac{1}{1 - G^0V'} G^0V'G^0 \right)_{00} \right]. \quad (13)$$

Пусть  $\det |1 - \text{Re } G^0V'| \neq 0$  ни при каких значениях  $E$ . Тогда

$$\begin{aligned} \nu(\varepsilon) = \nu_0(\varepsilon) + \frac{1}{\pi N} \text{Im} \frac{d}{d\varepsilon} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \text{Sp} [G^0(\varepsilon)V']^k + \\ + \frac{1}{\pi N} \frac{d}{d\varepsilon} \ln \left[ 1 - \beta G^0(\varepsilon) - \beta \left( \frac{1}{1 - G^0V'} G^0V'G^0 \right)_{00} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Мы видим, что несингулярный вклад порождается дальнедействующей частью  $V'$ , а особенности сингулярного вклада определяются уравнением

$$1 - \beta \text{Re } G^0(\varepsilon) - \beta \text{Re} \left( \frac{1}{1 - G^0V'} G^0V'G^0 \right)_{00} = 0. \quad (15)$$

Таким образом, если уравнение (11) имеет решение  $\varepsilon_0$ , то возмущение  $V'$  приводит к сдвигу этого уровня или к дополнительному уширению.

Функция распределения этих перегибов получается решением одномерного уравнения Фокера-Планка по аналогии с работой [7]:

$$f = -\frac{d\alpha^2}{T} f_0 \frac{\varepsilon_a}{d\alpha^2 + i\alpha F}, \quad (16)$$

где  $d$  — коэффициент диффузии ( $d \sim \hbar^2 j^2 \alpha / \beta n^2$ ),  $F = \nu_l \sigma_{lm} b_m$  ( $\nu$  — вектор нормали к плоскости скольжения,  $\sigma_{lm}$  — тензор напряжений,  $b_m$  — вектор Брюгера), величина  $f_0$  определяется числом перегибов,  $f_0 \sim [e^{\varepsilon_0/\hbar T} - 1]^{-1}$ , а  $\varepsilon_a = \Delta \frac{\pi}{\alpha}$ .

Следовательно, поток равен

$$j = \frac{1}{f_0} \sum_a ia^2_a f_a^* = -\frac{\pi^2 d \Delta^2}{T} \sum_a \frac{i}{da^2 - iaF} \quad (17)$$

Следует отметить, что при перемещении перегибов возникает сила торможения, зависящая от скорости дислокаций. Величина и зависимость от скорости дислокации именно этих сил определяет, в основном, характер почти стационарного движения. Объединяя члены с  $a_n$  и  $-a_n$ , из (17) получаем

$$j = \frac{\pi^2 \Delta^2 d}{T} \sum_a \frac{a_n F}{(da_n^2)^2 + (a_n F)^2}$$

В модели Пейералса максимальная сила  $F_m$  определяет те сдвиговые напряжения  $\sigma_0 = F_m/a$ , которые нужно приложить к кристаллу, чтобы дислокация начала перемещаться в своей плоскости скольжения. Тогда

$$j = \frac{\pi^2 \Delta^2 d}{12 T b} \frac{\sigma_0}{\sigma_0^2 + d^2}, \quad (18)$$

где

$$a_n = nb \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots)$$

Очевидно, что в некоторых случаях передача импульса при рассеянии квазичастиц не связана с конкретным механизмом рассеяния. Выясним это на примере рассеяния вакансиона на примесоне. Ширина энергетической зоны  $\Delta_v$  вакансиона порядка  $1^\circ\text{K}$ , т. е. значительно превосходит ширину зоны примесона [3, 4]. Поэтому взаимодействие этих квазичастиц можно рассматривать, пренебрегая собственным туннелированием примесона, как процесс рассеяния вакансиона на примесном атоме [6].

Для ряда задач (эффекты увлечения примесонов вакансионными и т. д.) возникает вопрос о передаче импульса от рассеянных вакансионных примесонам. Этот вопрос обсуждается в настоящей работе. Ниже будет показано, что в некоторых предельных случаях величина переданного импульса зависит от конкретного механизма рассеяния. Вдоль некоторых определенных кристаллографических направлений возникают особенности.

Процесс рассеяния вакансиона на примесоне описывается уравнением Лифшица [11, 12]

$$\sum_{R'} A_{R-R'} \varphi(R') - z\varphi(R) + V \sum_{R'} \delta_{RR'} \varphi(R') = 0. \quad (19)$$

Общее решение этого уравнения, согласно результатам работы [11], может быть записано в виде

$$\varphi(R) = e^{ikR} - z V \int \frac{e^{i\chi R} d^3\chi}{\varepsilon(\chi) - z}, \quad (20)$$

$$(V)^{-1} = \int \frac{d^3\chi}{\varepsilon(\chi) - z}. \quad (21)$$

Узость энергетической зоны приводит к тому, что рассеяние происходит при достаточно больших значениях прицельного параметра, так как обе

квазичастицы не могут находиться ближе, чем  $\rho$  (где  $\rho$  определяется из условия  $U(\rho) \sim \Delta$  [16]).

Сложный вид закона дисперсии в уравнении (2) приводит к своеобразному явлению: угол рассеяния определяется направлением скорости вакансии после столкновения. Число волн после столкновения равно числу листов поверхности  $\varepsilon(\chi) = \varepsilon$ . Каждая волна имеет свою форму и свою скорость распространения в каждом направлении. Так, например, если поверхность трехлистка, то соответственно распространяются три вакансионные волны одновременно.

Запишем изменение квазиимпульса в акте рассеяния следующим образом:

$$\mathbf{p}' - \mathbf{p} = \mathbf{n} \delta_{\parallel} + \nu \delta_{\perp}, \quad (22)$$

где  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  — изменения квазиимпульса вдоль направления скорости  $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$  и в перпендикулярном направлении  $\nu = \rho/\rho$ . Тогда закон сохранения энергии можно представить в виде ряда по степеням  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$ . С точностью до членов второго порядка получаем

$$v(\mathbf{n} \delta_{\parallel} + \nu \delta_{\perp}) + \frac{\alpha_{\perp}}{2} \delta_{\perp}^2 \nu_i \nu_k = 0,$$

т. е.

$$\nu \delta_{\perp} = -\frac{1}{2} \alpha_{\perp} \delta_{\perp}^2 \nu_i \nu_k. \quad (23)$$

В том случае, когда  $\mathbf{n}$  направлен вдоль кристаллографической оси выше второго порядка (например, гексагональная ось в ГУП  $He$ ), коэффициент  $\alpha_{\perp}$  в некоторой точке  $\rho = \rho_0$  может обращаться в нуль. Тогда

$$\nu \delta_{\perp} = -b \delta_{\perp}^4 \nu_i \nu_k, \quad (24)$$

либо, когда  $\nu = 0$ ,

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\frac{1}{\alpha_{\perp}} (-b \delta_{\perp}^4 + \delta_0)}, \quad (25)$$

где  $\alpha_{\perp}$  — коэффициент в разложении при  $\delta_{\perp}^2$ ,  $\delta_0 = \varepsilon - 2\varepsilon(\rho_0/2)$ . Ниже величина  $\delta_0$  будет определена.

Величину  $\delta_{\perp}$  легко можно определить из уравнений движения [13]

$$\delta_{\perp} = -\frac{\rho}{v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial v}{\partial r} \frac{dx}{r}, \quad r = \sqrt{\rho^2 + x^2}. \quad (26)$$

Усредняя по азимутальному углу, из (6) и (8) можно определить средний импульс, передаваемый единичным потоком вакансионных с прицельным параметром  $\rho$  в единицу времени:

$$\bar{\delta}_{\perp} = -\frac{1}{4v} \alpha_{\perp} \delta_{\perp}^2. \quad (27)$$

Энергия взаимодействия вакансии с примесью имеет вид  $U(r) = V_0(a/r)^3$ , где  $V_0$  — некоторая характерная энергия взаимодей-

ствия [1]. При  $V_0 > 0$  вакансион не может проникать в область  $r < r_0 = a(V_0/\Delta)^{1/3}$ . В этом случае в координатном пространстве есть точка остановки. В тех случаях, когда точки остановки нет, сила меняет знак, т. е.  $\delta_{\perp} = 0$  и имеется точка остановки в  $p$ -пространстве. В принципе, такая картина движения давно известна из теории электронов в металлах [13], с тем лишь отличием, однако, что ширина энергетической зоны для электронов, вообще говоря, является большой.

Согласно (22)  $\varepsilon(\mathbf{p})$  можно представить в виде

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(\delta_{\parallel}) + \varepsilon(\delta_{\perp}).$$

В результате столкновений вакансион движется в плоскости, перпендикулярной  $\delta_{\parallel}$ , с коэффициентом диффузии

$$D_{\perp} \sim v_{\perp} l, \quad (28)$$

где  $v_{\perp}$  — скорость в этой плоскости,  $l$  — длина свободного пробега  $\sim a_{\perp}^3/\sigma x$  [2],  $a_{\perp}$  — поперечный период. В течение времени  $t$  вакансион проходит расстояние  $l_{\parallel} \sim (D_{\parallel} t)^{1/2}$ , а в направлении вдоль оси симметрии —  $l_{\perp} \sim v_{\parallel} t$ . Следовательно, коэффициент диффузии есть

$$D_{\parallel} \sim (l_{\parallel}/a_{\perp}) D_{\perp}. \quad (29)$$

Волновую функцию вакансиона с энергией (23) получим из (20)

$$\varphi = \frac{i\pi^{3/2}}{8 R_{\parallel} a_{\perp}} \exp\left(-iR_{\parallel} \frac{\varepsilon}{v}\right) \exp\left(-\frac{vR_{\perp}^2}{8 R_{\parallel} a_{\perp}}\right) D_{-2}\left(-\frac{R_{\perp} \sqrt{v}}{\sqrt{2} R_{\parallel} a_{\perp}}\right), \quad (30)$$

$$D_{-2}(z) = e^{z^2/4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ z [1 - \Phi(z/\sqrt{2})] - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-z^2/4) \right\},$$

а величину  $\delta_0$  определим из (21) (см. [14]):

$$\delta_0 = 4 b \Lambda^4 \exp(-2/g), \quad (31)$$

$$g = -(\tau V)^{-1/8\pi} (\alpha_{\parallel} b)^{1/2},$$

где  $\Lambda$  — величина порядка периода обратной решетки.

Рассмотрим теперь вопрос о расслоении раствора квазичастиц (дефектонов, вакансионных и т. д.), определяемого их относительной концентрацией и взаимодействием. Пусть имеется раствор с плотностью фермиевских квазичастиц  $n_3 = N_3/V$ , бозевских квазичастиц  $n_4 = N_4/V$  и концентрацией  $x = n_3/n$ ,  $n = n_3 + n_4$ . При нулевой температуре такая система обладает энергией

$$F = \lambda \frac{V_0 - V}{V_0} N_4 + \frac{\pi a N_3^2}{M_4 V} - \frac{V}{5\pi^{1/2} M_3} \left(\frac{N_3}{V}\right)^{3/2} + \quad (32)$$

$$+ \frac{\pi a'}{M_3} \frac{N_3^3}{V} + 2\pi a_0 \left(\frac{1}{M_3} + \frac{1}{M_4}\right) \frac{N_3 N_4}{V},$$

где  $a$ ,  $a'$ ,  $a_0$  — соответственно амплитуды рассеяния бозе-бозе-, ферми-ферми- и ферми-бозе-квазичастиц.

Из общеизвестных выражений статистической физики [15] следует, что давление и химические потенциалы есть

$$P = \lambda n_4 \frac{V}{V_0} + \frac{\pi a}{M_3} n_3^2 + \frac{1}{5 \pi^{1/2} M_3} n_3^{3/2} + \frac{V}{3 \pi^{1/2} M_3} n_3^{3/2} + \quad (33)$$

$$+ \frac{\pi a'}{M_3} n_3^2 + 2 \pi a_0 (M_3^{-1} + M_4^{-1}) n_3 n_4,$$

$$\mu_3 = \frac{\pi a'}{M_3} n_3 - \frac{1}{3 \pi^{1/2} M_3} n_3^{3/2} + 2 \pi a_0 (M_3^{-1} + M_4^{-1}) n_4, \quad (34)$$

$$\mu_4 = \lambda \frac{V_0 - V}{V_0} + \frac{2 \pi a}{M_4} n_4 + 2 \pi a_0 (M_3^{-1} + M_4^{-1}) n_3. \quad (35)$$

Если имеется область состояний, [в которой  $\partial^2 \mu(x, 0, p) / \partial x^2 < 0$ ,  $\mu = x \mu_3 + (1-x) \mu_4$ ], то раствор в этой области становится неустойчивым и расслаивается на две фазы, концентрации которых  $x_1(0, p)$  и  $x_2(0, p)$  определяются равенством химических потенциалов квазичастиц в обеих фазах, причем область расслоения не меньше области неустойчивости:

$$\mu_3 [x_1(0, p), 0, p] = \mu_3 [x_2(0, p), 0, p], \quad (36)$$

$$\mu_4 [x_2(0, p), 0, p] = \mu_4 [x_1(0, p), 0, p]. \quad (37)$$

Простое дифференцирование выражения для химического потенциала показывает, что раствор становится неустойчивым в области, где

$$x n > \pi^{-2} [a' - a_0 (1 + \nu)]^{-3}, \quad (38)$$

где  $\nu = M_3/M_4$ . Очевидно, что ниже некоторой критической плотности  $n_c$  это условие не выполняется. При  $n > n_c$  раствор расслаивается. Значение  $n_c$  при больших  $\nu$  (вакансионны) определяется из условия  $x n < \pi^{-2} [a' - a_0 (1 + \nu)]^{-3}$ , что означает, что в системе происходит расслоение тогда, когда она еще является достаточно разреженным газом.

Отметим, что величина  $\nu$  согласно [6] есть  $\nu = \Delta_3/\Delta_4$  (где  $\Delta_3$  и  $\Delta_4$  — соответственно ширины зон ферми- и бозе-квазичастиц). Из условия  $\partial \mu_4 / \partial x < 0$  имеем

$$a' > a_0 (1 + \nu) \nu^{-1}, \quad (39)$$

и поэтому выражение (38) можно записать в виде

$$x n a_0^3 < \pi^{-2} [\nu + \nu^{-1}]^{-3}. \quad (40)$$

Концентрации в соприкасающихся фазах определим из условий (36) и (37). Пусть  $x_2(0, p) = 1$ . Тогда условие

$$\mu_3 [x_1(0, p), 0, p] = \mu_3 [1, 0, p] \quad (41)$$

с учетом (34) определяет величину

$$x_1 = 1 - \{3(\pi n)^{1/2} [\pi a' - 2 \pi a_0 (1 + \nu)]\}^{-1}. \quad (42)$$

Плотность  $n(p)$  определяется выражением (33). В случае, когда  $x = 0$ , имеем

$$p = p_c = \frac{n\lambda V}{V_0} + \frac{\pi a}{M_4} n^2,$$

откуда

$$n(0, 0, p_c) = -\frac{\lambda M_4 V}{\pi a V_0} \pm \sqrt{\left(\frac{\lambda M_4 V}{\pi a V_0}\right)^2 + \frac{p_c M_4}{\pi a}}. \quad (43)$$

Это означает, что нулевые дефектоны приводят к увеличению давления при одном и том же  $n$  и  $\lambda > 0$ . При  $\lambda < 0$  они приводят к уменьшению давления.

Пусть  $x = 1$ . Тогда

$$p = p^* = \frac{n^{3/2}}{5\pi^{1/2} M_3} + \frac{V n^{3/2}}{3\pi^{1/2} M_3} + \frac{\pi a'}{M_3} n^2.$$

При  $p = 0$  условие устойчивости (40) выполняется при любом  $0 < x < 1$ , так как  $n(x, 0, 0) = 0$ . При  $x = 1$  условие устойчивости выполняется при  $p = p^*$ .

Рассмотрим случай  $x \ll 1$ . Тогда

$$p = \frac{n\lambda V}{V_0} + \frac{\pi a n^2}{M_4} + 2\pi a_0 (M_3^{-1} + M_4^{-1}) n^3 x, \quad (44)$$

и поэтому при увеличении концентрации  $x$  давление увеличивается, если  $a_0 > 0$ , и уменьшается, если  $a_0 < 0$ . При очень малых  $x$  движение фермионов не дает вклада в давление.

Из уравнений (40) и (44) легко найти критическое давление

$$p_c = \frac{\pi a_0}{M_4} \{a_0^{-3} [\pi^2 (\nu + \nu^{-1})^{-3} \mp a]^2 - a^2\}, \quad (45)$$

где  $a = \frac{\lambda M_4 V}{\pi a V_0}$ . Для этого значения  $p_c$  из (44) имеем

$$x_1 = 1 - \left\{ 3\pi^{3/2} \left( -x \pm \sqrt{a^2 + \frac{p_c M_4}{\pi a}} \right)^{1/2} \left[ a_0 \frac{(1-\nu)^2}{\nu} \right] \right\}^{-1}$$

где учтено условие (39).

Выражаю глубокую благодарность И. М. Лифшицу и А. Ф. Андрееву за полезные советы.

Ереванский государственный университет

Поступила 10.VI.1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 56, 2057 (1969).
2. А. Ф. Андреев. ФНТ, 1, № 5 (1975).
3. R. A. Guyer, L. I. Zane. Phys. Rev. Lett., 24, 660 (1970).  
J. H. Netherington. Phys. Rev., 176, 231 (1968).
4. А. Ф. Андреев, А. Э. Мейерович. ЖЭТФ, 67, 1559 (1974).

5. А. Э. Мейерович. ЖЭТФ, 69, 1325 (1975).
6. А. Ф. Андреев. УФН, 118, 251 (1976).
7. Ю. Козан, Л. А. Максимов. ЖЭТФ, 65, 622 (1973).
8. Б. В. Петухов, В. Л. Покровский. Письма ЖЭТФ, 15, 63 (1972).
9. И. М. Халатников. Теория сверхтекучести, М., 1973.
10. Б. Н. Есельсон и др. Растворы квантовых жидкостей, М., 1973.
11. И. М. Лифшиц. Nuovo Sim. Suppl., 3, 716 (1956).
12. И. М. Лифшиц, Г. А. Варданыан. ДАН АрмССР, 53, 80 (1975).
13. М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, В. Б. Фикс. ФТТ, 6, 2723 (1964).
14. Л. П. Питаевский. ЖЭТФ, 70, 738 (1976).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика, М., 1977.

## Ֆերմի եվ Բոզե կվազիմասնիկները ՅԱՆՅԱՅԻՆ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ

Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

*Աշխատանքում դիտարկվում է կորացումների նոսր գազ ոչ իդեալ ցանցային սխեմայում: Հետազոտվում է երկու կորացումների կապված վիճակը, լուծվում է կվազիմասնիկին իմպուլսի հազորգման խնդիրը: Դիտարկված է Ֆերմի և Բոզե կվազիմասնիկների խառնուրդը և հետազոտված է այդ լուծույթի ֆերմոդինամիկական վիճակը:*

## FERMI AND BOSE QUASIPARTICLES IN A LATTICE SYSTEM

G. A. VARDANYAN

The low-density gas of kinks is considered in a non-ideal lattice system. The bound state of two kinks is studied. The thermodynamic properties of Fermi and Bose quasiparticles solutions are also considered.