

Л Я П
В.П. ДЖЕЛЕПОВУ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В. Г. Соловьев

P - 217

Условия сверхтекучести ядерной материи

г. Дубна, 1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В. Г. Соловьев

Р - 217

Условия сверхтекучести ядерной материи

г. Дубна, 1958 год

А Н Н О Т А Ц И Я

Методы, развитые в теории сверхпроводимости, применены к изучению свойств ядерной материи. Взаимодействие, приводящее к сверхтекучести ядерной материи, считалось слабым. Нуклон-нуклонное взаимодействие взято в наиболее общем виде. Найдены асимптотические решения системы уравнений, на основании которых получены условия сверхтекучести ядерной материи. Условия сверхтекучести сводятся, в основном, к требованию преобладания притяжения в нуклон-нуклонных потенциалах при энергии поверхности Ферми. На основании данных о нуклон-нуклонных потенциалах сделан вывод о выполнимости условий сверхтекучести ядерной материи.

Введение

При изучении свойств атомного ядра пользуются понятием ядерная материя. Считается, что если исключить отталкивающее кулоновское взаимодействие между протонами, то произвольно большое число A нуклонов, состоящее из Z протонов и $(A-Z)$ нейтронов при $Z \sim A/2$, в низшем энергетическом состоянии образуют устойчивую систему, названную ядерной материей. Внутренние области средних и тяжелых ядер являются примерами такой ядерной материи. Динамические свойства ее таковы, что они в первом приближении могут быть охарактеризованы движением независимых частиц в некотором эффективном поле.

Структура ядерной материи во многом сходна с электронной структурой металла. Поэтому представляет интерес применить математические методы, успешно развитые в теории сверхпроводимости (1), к изучению свойств ядерной материи.

Н.Н.Боголюбов (2) обратил внимание на то, что ядерная материя может обладать свойством сверхтекучести. В случае Ферми-газа наиминимшей энергией обладает такая система, в которой последовательно заполнены все энергетические уровни вплоть до некоторой энергии $E(K_F)$ - энергии сферы Ферми, которая зависит от плотности газа. Сходное состояние ядерной материи с последовательно заполненными энергетическими уровнями назовем нормальным. Благодаря

выделенному взаимодействию пар фермионов с равными и противоположными импульсами Ферми-система может приобрести свойство сверхтекучести. Это значит, что у Ферми-системы появится энергетически более выгодное состояние, чем нормальное. Такое энергетически более низкое, чем нормальное состояние ядерной материи назовем сверхтекучим.

К сверхтекучему состоянию твердого тела приводят очень слабые взаимодействия пар электронов с равными и противоположными импульсами. Сверхтекучесть связана с упорядоченностью движения электронов вблизи поверхности Ферми. Математический аппарат, развитый в /1/, существенно связан со слабостью этих взаимодействий.

Известно, что взаимодействие свободных нуклонов между собой является сильным. Однако, взаимодействия между парами нуклонов с равными и противоположными импульсами, способствующие появлению сверхтекучего состояния ядерной материи, можно считать слабыми. Действительно, успешное применение оболочечной модели ядра свидетельствует о том, что в первом приближении силы взаимодействия между нуклонами можно свести к некоторому эффективному потенциалу, не влияющему на появление сверхтекучего состояния, и к изменению массы нуклона. Кроме того, взаимодействие между нуклонами, приводящее к сверхтекучему состоянию, зависит от степени упорядоченности в движении нуклонов, которая может быть небольшой.

В настоящей работе мы не будем предопределять, какие из сил центральные или нецентральные, синглетные или триплетные, протон-протонные или протон-нейтронные, должны быть ответственны за появление сверхтекучего состояния ядерной материи. Целью данной работы является

получение условий, которым должен удовлетворять наиболее общий вид потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия для того, чтобы было возможно существование сверхтекучего состояния ядерной материи.

§ 2. Гамильтониан взаимодействия

Рассмотрим ту часть гамильтониана взаимодействия, которая ответственна за появление сверхтекучего состояния ядерной материи. Считаем, что так же, как в теории сверхпроводимости, взаимодействия пар фермионов с равными и противоположными импульсами приводят к существованию сверхтекучего состояния. Взаимодействия пар нуклонов с произвольными импульсами приводят к некоторому эффективному потенциалу ядерной материи, который мы не будем учитывать.

Модельный гамильтониан взаимодействия представим в следующем виде:

$$H_{int} = \frac{1}{V} \sum_{k, k'} \varphi_1^*(+k) \varphi_2^*(-k) V(k, k') \varphi_2(-k') \varphi_1(k') \quad (I)$$

где V - объем системы, $\varphi_1(k)$, $\varphi_2(k)$ составлены из операторов рождения и поглощения протонов и нейтронов. Взаимодействие между двумя нуклонами $V(k, k')$ возьмем в наиболее общем виде, а именно:

$$V(k, k') = J_{ss}(k, k') \frac{1}{4} (1 - \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \frac{1}{4} (1 - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + \\ + J_{st}(k, k') \frac{1}{4} (1 - \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \frac{1}{4} (3 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) +$$

(2)

$$\begin{aligned}
 & + J_{ts} (k, k') \frac{1}{4} (3 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \frac{1}{4} (1 - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + \\
 & + J_{tt} (k, k') \frac{1}{4} (3 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \frac{1}{4} (3 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) - \\
 & - J_{st} (k, k') \frac{1}{4} (1 - \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) [3 (\vec{\sigma}_1 \vec{e}) (\vec{\sigma}_2 \vec{e}) - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 e^2] - \\
 & - J_{tT} (k, k') \frac{1}{4} (3 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) [3 (\vec{\sigma}_1 \vec{e}) (\vec{\sigma}_2 \vec{e}) - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 e^2] + \\
 & + J_{sl} (k, k') \frac{1}{4} (1 - \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{e}) + \\
 & + J_{tl} (k, k') \frac{1}{4} (3 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{e})
 \end{aligned}$$

Здесь $\vec{e} = \frac{\vec{k} - \vec{k}'}{2|\vec{k}|}$, $\vec{e} = \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{2|\vec{k}|}$, в функциях $J_{in} (k, k')$ первый индекс s или t означает синглетное и триплетное состояния в пространстве изотопического спина, второй индекс относится к обычному спиновому пространству, S обозначает синглетное взаимодействие, t - триплетное, T - взаимодействие тензорного типа, а l - спин-орбитального.

Из условия эрмитовости и инвариантности относительно операции отражения пространственных координат получаем, что функции $J_{in} (k, k')$ являются действительными и обладают следующими свойствами:

$$\begin{aligned}
 J_{in} (k, k') &= J_{in} (k', k) \\
 J_{in} (k, k') &= J_{in} (-k, -k') \quad (3)
 \end{aligned}$$

Распишем гамильтониан взаимодействия (I) через операторы рождения и поглощения нейтронов и протонов, а именно:

$$\begin{aligned}
 M_{int} = \frac{1}{V} \sum_{K, K'} \{ & J_N(K, K') [a_{K+}^+ a_{-K-}^+ a_{-K'} a_{K'+} + b_{K+}^+ b_{-K-}^+ b_{-K'} b_{K'+}] + \\
 & + J_+ (K, K') a_{K+}^+ b_{-K+}^+ b_{-K'} a_{K'+} + \\
 & + J_- (K, K') a_{-K-}^+ b_{-K-}^+ b_{K'} a_{-K'-} + \\
 & + \frac{1}{2} J_\nu (K, K') [a_{K+}^+ b_{-K-}^+ b_{-K'} a_{K'+} + a_{-K-}^+ b_{K+}^+ b_{K'} a_{-K'-}] + \\
 & + \frac{1}{2} J_\alpha (K, K') [a_{K+}^+ b_{-K-}^+ b_{K'} a_{-K'-} + a_{-K-}^+ b_{-K+}^+ b_{-K'} a_{K'+}] + \\
 & + J_I^{(1)} (K, K') a_{K+}^+ b_{-K+}^+ b_{-K'} a_{K'+} + J_I^{(1)*} (K, K') a_{K+}^+ b_{-K-}^+ b_{-K'} a_{K'+} + \\
 & + J_I^{(2)} (K, K') a_{K+}^+ b_{-K+}^+ b_{K'} a_{-K'-} + J_I^{(2)*} (K, K') a_{-K-}^+ b_{K+}^+ b_{-K'} a_{K'+} + \\
 & + J_I^{(3)} (K, K') a_{K+}^+ b_{-K-}^+ b_{K'} a_{-K'-} + J_I^{(3)*} (K, K') a_{-K-}^+ b_{-K-}^+ b_{-K'} a_{K'+} + \\
 & + J_I^{(4)} (K, K') a_{-K-}^+ b_{K+}^+ b_{K'} a_{-K'-} + J_I^{(4)*} (K, K') a_{-K-}^+ b_{-K-}^+ b_{K'} a_{-K'-} + \\
 & + J_{II} (K, K') a_{K+}^+ b_{-K+}^+ b_{K'} a_{-K'-} + J_{II}^* (K, K') a_{-K-}^+ b_{-K-}^+ b_{-K'} a_{K'+} \}
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $a_{k\pm}^+$, $b_{k\pm}^+$ - операторы рождения протона и нейтрона, $a_{k\pm}$, $b_{k\pm}$ - операторы поглощения их, (\pm) характеризует направление спина. Функции $J_N(k, k')$, $J_+(k, k')$ и другие выражаются через функции $J_{in}(k, k')$.

Таким образом модельный гамильтониан представим в следующем компактном виде:

$$H = \sum_{k,s} \{ E(k) - E_F \} C_{ks}^+ C_{ks} + \frac{1}{V} \sum_{k,k'} I(k, k' / s_1, s_2; s_2', s_1') C_{ks_1}^+ C_{ks_2}^+ C_{k's_2'} C_{k's_1'} \quad (5)$$

где E_F - параметр, играющий роль химического потенциала, в нормальном состоянии он равен энергии поверхности Ферми, S - дискретный индекс, характеризующий спин, изотопический спин, а также знак импульса k .

§ 3. Система основных уравнений

Далее следуем рассуждениям работы Н.Н. Боголюбова /2/. Проведем каноническое преобразование

$$a_{ks} = \sum_{s'} \left\{ U(k, s, s') a_{ks'} + V(k, s, s') a_{ks'}^+ \right\} \quad (6)$$

Определим новое вакуумное состояние $a_{ks} c_0 = 0$ и найдем среднее значение $\bar{H} = \langle c_0^* H c_0 \rangle$. Пренебрегаем в \bar{H} членами, которые остаются конечными при $V \rightarrow \infty$. Найдем функции $U(k, s, s')$, $V(k, s, s')$ из требования экстремума \bar{H} при выполнении

дополнительных условий. Уравнение стационарности допускает решение, которое соответствует нормальному состоянию $C^{(n)}$.

Для того, чтобы решить вопрос о том, при каких условиях энергия нормального состояния $C^{(n)}$ не будет минимальной и, следовательно, появится сверхтекучее состояние $C^{(s)}$, найдем вторую вариацию от \bar{M} . Если вторая вариация от \bar{M} по $U(k, s, s')$ и $V(k, s, s')$ при наличии дополнительных условий будет меньше нуля для решения, соответствующего нормальному состоянию $C^{(n)}$, то это означает, что основным, энергетически более выгодным, будет сверхтекучее состояние $C^{(s)}$.

Получаем, что сверхтекучее состояние ядерной материи существует тогда, когда имеются решения с отрицательными собственными значениями E следующей системы уравнений:

$$2/E(k) - E_F / \psi(k) + \frac{1}{V} \sum_{k'} J_N(k, k') \psi(k') = E \psi(k) \quad (7)$$

$$2/E(k) - E_F / \psi_+(k) + \frac{1}{V} \sum_{k'} \left\{ J_+(k, k') \psi_+(k') + J_I^{(1)}(k, k') \psi_1(k') + \right. \\ \left. + J_I^{(2)}(k, k') \psi_2(k') + J_{II}(k, k') \psi_-(k') \right\} = E \psi_+(k) \quad (8)$$

$$2/E(k) - E_F / \psi_-(k) + \frac{1}{V} \sum_{k'} \left\{ J_-(k, k') \psi_-(k') + J_I^{(3)*}(k, k') \psi_1(k') + \right. \\ \left. + J_I^{(1)*}(k, k') \psi_2(k') + J_{II}^{*}(k, k') \psi_+(k') \right\} = E \psi_-(k) \quad (9)$$

$$2/E(k) - E_F / \varphi_1(k) + \frac{1}{V} \sum_{k'} \left\{ \frac{1}{2} J_\nu(k, k') \varphi_1(k') + \frac{1}{2} J_\alpha(k, k') \varphi_2(k') + J_I^{(1)*}(k, k') \varphi_+(k') + J_I^{(3)}(k, k') \varphi_-(k') \right\} = E \varphi_1(k) \quad (10)$$

$$2/E(k) - E_F / \varphi_2(k) + \frac{1}{V} \sum_{k'} \left\{ \frac{1}{2} J_\nu(k, k') \varphi_2(k') + \frac{1}{2} J_\alpha(k, k') \varphi_1(k') + J_I^{(2)*}(k, k') \varphi_+(k') + J_I^{(4)}(k, k') \varphi_-(k') \right\} = E \varphi_2(k) \quad (11)$$

§ 4. Условия сверхтекучести в случае учета p-p и n-n взаимодействий

Прежде чем переходить к исследованию условий сверхтекучести ядерной материи в наиболее общем виде, рассмотрим два частных случая. Первый случай, когда учитываются взаимодействия протонов с протонами и нейтронов с нейтронами, но не учитываются взаимодействия протонов с нейтронами. По-видимому, этот случай представляет наибольший интерес при переходе от ядерной материи к конечному ядру.

Найдем при каких $J_N(k, k')$ имеются решения уравнения

$$2/E(k) - E_F / \varphi(k) + \frac{1}{V} \sum_{k'} J_N(k, k') \varphi(k') = E \varphi(k) \quad (7)$$

с отрицательными собственными значениями $E = -2\delta$, $\delta > 0$. Для

этой цели исследуем асимптотические решения (7) при стремлении $J_N(k, k')$ к нулю, когда E также стремится к нулю, оставаясь отрицательной. Полагаем

$$\psi(k) = \frac{\chi(k, \Omega)}{|E(k) - E_F| + \delta}$$

переходим от суммирования к интегрированию и получаем

$$2\chi(k, \Omega) + \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\Omega' \int_0^\infty k'^2 dk' \frac{J_N(|k|, |k'|, \cos\alpha)}{|E(k') - E_F| + \delta} \chi(k', \Omega') = 0 \quad (I2)$$

где

$$\cos\alpha = \cos\vartheta \cos\vartheta' + \sin\vartheta \sin\vartheta' \cos(\varphi - \varphi')$$

Принимая во внимание, что при $\delta \rightarrow 0$ интеграл в (I2) становится логарифмически расходящимся вблизи поверхности Ферми, перейдем к рассмотрению приближенного уравнения

$$\chi(k, \Omega) + \ln \frac{mE'(k_F)}{\delta} \frac{k_F^2}{E'(k_F)} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\Omega' J_N(|k|, k_F, \cos\alpha) \chi(k_F, \Omega') \quad (I3)$$

$$- \frac{1}{2(2\pi)^3} \int d\Omega' \int_0^\infty dk' \ln |k - k_F| \frac{d}{dk'} \left[J_N(|k|, |k'|, \cos\alpha) \frac{k'^2}{E(k')} \chi(k', \Omega') \right] = 0$$

которой при малых $J_N(k, k')$ асимптотически совпадает с (I2). Введем новую неизвестную функцию

$$f(k', \Omega') = \frac{\chi(k', \Omega')}{\chi(k_F, \Omega')} \ln \frac{mE'(k_F)}{\delta}$$

причем $f(k_F) = \frac{1}{\ln \frac{m E'(k_F)}{\delta}} > 0$

Тогда уравнение для $f(k, \Omega)$ получим в виде

$$f(k, \Omega) + \frac{k_F^2}{E'(k_F)} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\Omega' J_N(|k|, k_F \cos \alpha) \frac{\chi(k_F, \Omega')}{\chi(k_F, \Omega)} -$$

$$- \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\Omega' \int_{-\infty}^{\infty} dk' \ln |k' - k_F| \frac{d}{dk'} [J_N(k', |k'| \cos \alpha) \frac{k'^2}{E'(k')} f(k', \Omega') \cdot$$

$$\cdot \frac{\chi(k_F, \Omega')}{\chi(k_F, \Omega)}] = 0 \quad (I4)$$

Решение уравнения (I4) в точке $k = k_F$ при стремлении $J_N(k_F, k_F, \cos \alpha)$ к нулю существует в том случае, если

$$\int d\Omega' \frac{\chi(k_F, \Omega')}{\chi(k_F, \Omega)} J_N(k_F, k_F, \cos \alpha) < 0 \quad (I5)$$

Действительно $f(k_F) > 0$, а последний член в (I4) является величиной более высокого порядка малости, если для $J_N(k_F/|k'| \cos \alpha)$ не существует области в k' - пространстве, где она быстро меняется.

Разлагаем в ряды по полиномам Лежандра

$$J_{in}(k_F, k_F \pm \cos \vartheta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} J_{in}^{\ell}(k_F) P_{\ell}(\pm \cos \vartheta),$$

$$\chi(k_F, \cos \vartheta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} d^{\ell}(k_F) P_{\ell}(\cos \vartheta)$$

и проводим соответствующие интегрирования. Условия сверхтекучести ядерной материи получаем в следующем виде:

$$J_{ts}^{\ell=0}(K_F) < 0, \quad J_{ts}^{\ell=2}(K_F) < 0 \quad (I6)$$

$$J_{tt}^{\ell=1}(K_F) + 0,8 J_{tT}^{\ell=1}(K_F) < 0 \quad (I7)$$

если каждое состояние с $\ell > 2$ дает относительно малый вклад в р-р взаимодействие.

§ 5. Условия сверхтекучести в случае центральных сил

Представляет интерес рассмотреть случай центральных сил. Мы приходим к нему, если предположим, что тензорные и спин-орбитальные силы быстрее стремятся к нулю, чем центральные.

В случае центральных сил система уравнений (7)-(II) сводится к трем независимым уравнениям, а именно:

$$2/E(K) - E_F / \psi(K) + \frac{1}{V} \sum_{K'} J_{-}^{\circ}(K, K') \psi(K') = E \psi(K') \quad (I8)$$

$$2/E(K) - E_F / \varphi_{+}(K) + \frac{1}{V} \sum_{K'} J_{+}^{\circ}(K, K') \varphi_{+}(K') = E \varphi_{+}(K) \quad (I9)$$

$$2/E(K) - E_F / \varphi_{i}(K) + \frac{1}{2V} \sum \left\{ J_{\nu}^{\circ}(K, K') + J_{\alpha}^{\circ}(K, K') \right\} \varphi_{i}(K') = E \varphi_{i}(K) \quad (20)$$

Следуя рассуждениям предыдущего раздела, получим условия сверхтекучести ядерной материи в следующем виде:

$$\begin{aligned} J_{ts}^{\ell=0}(K_F) < 0, \quad J_{ts}^{\ell=2}(K_F) < 0 \\ J_{ss}^{\ell=1}(K_F) < 0, \quad J_{tt}^{\ell=1}(K_F) < 0 \end{aligned} \quad (2I)$$

если вклад состояний с $\ell > 2$ невелик.

§ 6. Условия сверхтекучести в общем случае

Исследуем, какие ограничения необходимо наложить на функции $J_{in}(k, k')$, чтобы система уравнений (7)-(II) имела решения с отрицательными собственными значениями. Е. С этой целью полагаем

$$\varphi_{\pm}(k) = \frac{\theta_{\pm}(k, \Omega)}{|E(k) - E_F| + \delta}, \quad \varphi_{1,2}(k) = \frac{\theta_{1,2}(k, \Omega)}{|E(k) - E_F| + \delta}$$

Подобно тому, как это сделано в разделе 4; переходим к приближенной системе уравнений, которая при малых J_{in} асимптотически совпадает с системой (7)-(II). Далее вводим новые неизвестные функции $f_i(k, \Omega)$ совпадающие между собой при $k = k_F$. Предполагаем, что для функций $J_{in}(k_F, |k'|, \Omega')$ не имеется областей в k' - пространстве, где они очень быстро изменяются. Для удобства обозначаем

$$J_{in}^{(\pm)} = \frac{1}{2} \left\{ J_{in}(\vec{k}_F, \vec{k}'_F) \pm J_{in}(\vec{k}'_F, \pm \vec{k}_F) \right\}$$

Тогда условия сверхтекучести ядерной материи для наиболее общего случая взаимодействия нуклонов с нуклонами получаем в следующем виде:

$$\int d\Omega' \frac{\chi(K_F, \Omega')}{\chi(K_F, \Omega)} \left[J_{ts}^{(+)} J_{tt}^{(-)} + 2(3e_z^2 - e^2) J_{tT}^{(-)} \right] < 0 \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \text{Re} \int d\Omega' \left\{ \frac{\theta_+(K_F, \Omega')}{\theta_+(K_F, \Omega)} \left[J_{st}^{(+)} J_{tt}^{(-)} - (3e_z^2 - e^2) (J_{sT}^{(+)} J_{tT}^{(-)}) + 2e_z (J_{se}^{(+)} J_{te}^{(-)}) \right] + \right. \\ & + \frac{\theta_1(K_F, \Omega')}{\theta_+(K_F, \Omega)} \left[(e_x - ie_y) (J_{se}^{(+)} J_{te}^{(-)}) - 3e_z (e_x - ie_y) (J_{sT}^{(+)} J_{tT}^{(-)}) \right] + \\ & + \frac{\theta_2(K_F, \Omega')}{\theta_+(K_F, \Omega)} \left[(e_x - ie_y) (J_{se}^{(+)} - J_{te}^{(-)}) - 3e_z (e_x - ie_y) (J_{sT}^{(+)} - J_{tT}^{(-)}) \right] - \\ & \left. - \frac{\theta_-(K_F, \Omega')}{\theta_+(K_F, \Omega)} (3e_x^2 - 3e_y^2 - 6ie_x e_y) [J_{sT}^{(+)} - J_{tT}^{(-)}] \right\} < 0 \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \text{Re} \int d\Omega' \left\{ \frac{\theta_-(K_F, \Omega')}{\theta_-(K_F, \Omega)} \left[J_{st}^{(+)} J_{tt}^{(-)} - (3e_z^2 - e^2) (J_{sT}^{(+)} J_{tT}^{(-)}) - 2e_z (J_{se}^{(+)} J_{te}^{(-)}) \right] + \right. \\ & + \frac{\theta_1(K_F, \Omega')}{\theta_-(K_F, \Omega)} \left[(e_x + ie_y) (J_{se}^{(+)} - J_{te}^{(-)}) + 3e_z (e_x + ie_y) (J_{sT}^{(+)} - J_{tT}^{(-)}) \right] + \\ & \left. + \frac{\theta_2(K_F, \Omega')}{\theta_-(K_F, \Omega)} \left[(e_x + ie_y) (J_{se}^{(+)} + J_{te}^{(-)}) + 3e_z (e_x + ie_y) (J_{st}^{(+)} + J_{tT}^{(-)}) \right] - \right. \end{aligned}$$

$$-\frac{\theta_+(K_F, \Omega')}{\theta_-(K_F, \Omega)} (3e_x^2 - 3e_y^2 + 6ie_x e_y) [J_{ST}^{(+)} - J_{tT}^{(-)}] \} < 0 \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \text{Re} \int d\Omega' \left\{ \frac{1}{2} \frac{\theta_1(K_F, \Omega')}{\theta_1(K_F, \Omega)} [J_{SS}^{(-)} + J_{St}^{(+)} + J_{tS}^{(+)} + J_{tt}^{(-)} + (3e_z^2 - e^2)(J_{ST}^{(+)} + J_{tT}^{(-)})] + \right. \\ & + \frac{1}{2} \frac{\theta_2(K_F, \Omega')}{\theta_1(K_F, \Omega)} [J_{SS}^{(-)} + J_{St}^{(+)} - J_{tS}^{(+)} - J_{tt}^{(-)} - (3e_z^2 - e^2)(J_{ST}^{(+)} - J_{tT}^{(-)})] + \\ & + \frac{\theta_+(K_F, \Omega')}{\theta_1(K_F, \Omega)} [(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)(J_{s\ell}^{(+)} + J_{t\ell}^{(-)}) - 3e_z(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)(J_{ST}^{(+)} + J_{tT}^{(-)})] + \\ & \left. + \frac{\theta_-(K_F, \Omega')}{\theta_1(K_F, \Omega)} [(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)(J_{s\ell}^{(+)} - J_{t\ell}^{(-)}) + 3e_z(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)(J_{ST}^{(+)} - J_{tT}^{(-)})] \right\} < 0 \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} & \text{Re} \int d\Omega' \left\{ \frac{1}{2} \frac{\theta_2(K_F, \Omega')}{\theta_2(K_F, \Omega)} [J_{SS}^{(-)} + J_{St}^{(+)} + J_{tS}^{(+)} + J_{tt}^{(-)} + (3e_z^2 - e^2)(J_{ST}^{(+)} + J_{tT}^{(-)})] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{\theta_1(K_F, \Omega')}{\theta_2(K_F, \Omega)} [J_{SS}^{(-)} + J_{St}^{(+)} - J_{tS}^{(+)} - J_{tt}^{(-)} + (3e_z^2 - e^2)(J_{ST}^{(+)} - J_{tT}^{(-)})] + \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{\theta_+ (k_F, \Omega')}{\theta_+ (k_F, \Omega)} \left[(e_x + i e_y) (J_{sl}^{(+)} - J_{te}^{(-)}) - 3e_z (e_x - i e_y) (J_{st}^{(+)} - J_{\tau T}^{(-)}) \right] +$$
$$+ \frac{\theta_- (k_F, \Omega')}{\theta_- (k_F, \Omega)} \left\{ (e_x - i e_y) (J_{sl}^{(+)} + J_{te}^{(-)}) + \right.$$
$$\left. + 3e_z (e_x - i e_y) (J_{st}^{(+)} + J_{\tau T}^{(-)}) \right\} < 0 \quad (26)$$

и мнимые части выражений (23)-(26) должны быть такого же порядка малости, как и отброшенные члены.

Условия сверхтекучести ядерной материи (22)-(26) и ограничения на мнимые части весьма громоздки и сложны. Однако, как это было продемонстрировано в предыдущих разделах, они позволяют получить простые условия для частных видов взаимодействий.

§ 7. Заключение

В теории сверхпроводимости показано /1/, что свойством сверхтекучести обладают Ферми-системы с преобладанием сил притяжения. Общая тенденция преобладающих сил притяжения проявляется в условиях сверхтекучести ядерной материи, хотя условия сверхтекучести для наиболее общего вида нуклон-нуклонного взаимодействия являются весьма громоздкими, а зависимость от потенциалов довольно сложная. Существование сверхтекучего состояния ядерной материи связано с поведением при энергии поверхности Ферми четных

состояний взаимодействий $J_{st}(K_F), J_{ts}(K_F), J_{sT}(K_F), J_{s\ell}(K_F)$
и нечетных состояний взаимодействий $J_{ss}(K_F), J_{st}(K_F), J_{tt}(K_F),$
 $J_{tT}(K_F), J_{te}(K_F)$. В частных случаях учета только p - p
взаимодействий или только центральных взаимодействий условия
сверхтекучести сводятся к требованию, чтобы потенциалы

$$J_{ts}^{\ell=0}(K_F), J_{ts}^{\ell=2}(K_F), J_{tt}^{\ell=1}(K_F) + 0,8, J_{tT}^{\ell=1}(K_F), J_{ss}^{\ell=1}(K_F), J_{tt}^{\ell=1}(K_F)$$

были потенциалами притяжения. Поскольку состояния с $\ell > 2$ вносят
сравнительно малый вклад в нуклон-нуклонные взаимодействия в соот-
ветствующей области энергии, то на них не накладывается никаких
ограничений.

Сравним условия сверхтекучести ядерной материи с потенциалами,
полученными на основании анализа экспериментальных данных по
нуклон-нуклонному рассеянию. Известно, что плотность частиц ядер-
ной материи приблизительно равна $2,21 \cdot 10^{38}$ частиц/см³, при этой
плотности длина волны, соответствующая энергии поверхности Ферми
 $\lambda_F = 0,675 \cdot 10^{-13}$ м. На основании ряда работ [3] можно сделать
вывод, что потенциалы имеют характер отталкивания при длинах волн
порядка $(0,2-0,5) \cdot 10^{-13}$ см и меньше, при больших же длинах волн
они имеют характер притяжения. Таким образом, вблизи поверхности
Ферми нуклон-нуклонные потенциалы имеют, в основном, характер при-
тяжения.

На основании данных о нуклон-нуклонных потенциалах можно
сделать вывод о том, что условия сверхтекучести ядерной материи,
в основном, выполняются, если взаимодействия, приводящие к сверх-
текучести, являются слабыми.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову
за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков "Новый метод в теории сверхпроводимости", Изд-во АН СССР, Москва 1958 г.
 2. Н.Н.Боголюбов, ДАН СССР 119, 52 (1958).
-