

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-414

В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев, В.Г. Соловьев

О СВЕРХТЕКУЧЕСТИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Дубна 1959 год

Р-414

В.Б.Беляев, Б.Н.Захарьев, В.Г.Соловьев

О СВЕРХТЕКУЧЕСТИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

А н н о т а ц и я

Физические идеи и математические методы, развитые в теории сверхпроводимости применены к изучению свойств легких ядер. На основе оболочечной модели ядра, показано, что учет остаточных взаимодействий протонов и нейтронов, находящихся вблизи энергии поверхности Ферми, приводит к появлению сверхтекучих состояний. Данные об энергиях связи последнего нейтрона в области $22 \leq A \leq 32$ свидетельствуют о наличии парных $/P-P/$, $/n-n/$ и $/n-P/$ корреляций с одинаковыми квантовыми числами l, m , связанных со сверхтекучестью легких ядер.

Применение физических идей и математических методов, развитых в теории сверхпроводимости ^{1/}, к теории тяжелых ядер оказалось весьма плодотворным. Остаточные взаимодействия протонов и нейтронов, находящихся во внешней оболочке легких ядер, также могут привести к большой роли парных корреляций и появлению сверхтекучего состояния, т.е. энергетически более выгодного состояния, чем состояние полностью вырожденного Ферми-газа. В связи с этим представляет интерес рассмотрение возможности появления сверхтекучего состояния легкого ядра и исследование его основных свойств. Изучению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

Основываясь на оболочечной модели ядра, исследуем некоторые свойства легких ядер с атомным весом A , лежащим в интервале $16 < A < 40$, где еще можно пользоваться гипотезой изотопической инвариантности. Считаем, что протоны и нейтроны, образующие замкнутую оболочку $Z = 8$, $N = 8$, создают центрально-симметричное поле, которое несколько искажается нуклонами, находящимися вне этой оболочки. Поэтому наше рассмотрение непосредственно относится к хотя бы слабо деформированным ядрам /это ограничение, по-видимому, имеет чисто методический характер/, т.е. к ядрам, лежащим в интервале ^{2/} $22 \leq A \leq 32$. Рассмотрим остаточные взаимодействия протонов и нейтронов, находящихся во внешней оболочке. Наиболее существенным отличием этих взаимодействий в легких ядрах по сравнению с тяжелыми ядрами является наличие нейтрон-протонных взаимодействий наряду с $p-p$ и $n-n$ взаимодействиями. Состояние нуклона будем характеризовать набором квантовых чисел \mathcal{S} , квантовым числом m - абсолютной величиной момента на ось симметрии ядра числом $\rho = \pm 1$ /знаком этой проекции/ причем, в случае $L \neq 3$ связи ρ характеризует также направление спина.

Гамильтониан остаточных взаимодействий нуклонов вблизи энергии поверхности Ферми, т.е. $E_F - \delta \leq E(\mathcal{S}, m) \leq E_F + \Delta$, запишем в изотопически-симметричном виде, а именно:

$$H = \sum \left\{ E(\mathcal{S}, m) - \lambda \right\} \left\{ a_{\rho m}(\mathcal{S})^+ a_{\rho m}(\mathcal{S}) + b_{\rho m}(\mathcal{S})^+ b_{\rho m}(\mathcal{S}) \right\} +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{4} \sum \int (\beta_1, \beta_2, \beta'_2, \beta'_1) / \rho_1 m_1, \rho_2 m_2; \rho'_2 m'_2; \rho'_1 m'_1 \rangle \times \\
 & \times \left\{ a_{\rho, m} (\beta_1)^+ a_{\rho_2 m_2} (\beta_2)^+ a_{\rho'_2 m'_2} (\beta'_2) a_{\rho'_1 m'_1} (\beta'_1)^+ \right. \\
 & + b_{\rho, m} (\beta_1)^+ b_{\rho_2 m_2} (\beta_2)^+ b_{\rho'_2 m'_2} (\beta'_2) \times \\
 & \left. \times b_{\rho'_1 m'_1} (\beta'_1) + 2 a_{\rho, m} (\beta_1)^+ b_{\rho_2 m_2} (\beta_2)^+ b_{\rho'_2 m'_2} (\beta'_2) \cdot a_{\rho'_1 m'_1} (\beta'_1) \right\} \quad /1/
 \end{aligned}$$

Здесь суммирование ведется по β , β_1 , β_2 , β'_1 , β'_2 , по положительным значениям m , m_1 , m_2 , m'_1 , m'_2 , и по $\rho = \pm 1$ причем,

$$\rho_1 m_1 + \rho_2 m_2 = \rho'_2 m'_2 + \rho'_1 m'_1, \quad \rho_1 m_1 \neq \rho'_1 m'_1$$

$a_{m\rho}(\beta)$, $b_{m\rho}(\beta)$ - операторы поглощения протона и нейтрона, λ - параметр, играющий роль химического потенциала, который определяется из условия

$$n = \sum_{\beta, m, \rho} \left\{ a_{m\rho}(\beta)^+ a_{m\rho}(\beta) + b_{m\rho}(\beta)^+ b_{m\rho}(\beta) \right\} \quad /2/$$

Совершим линейное каноническое преобразование

$$a_{m\rho}(\beta) = U_m(\beta) \alpha_{m,\rho} + \rho V_m(\beta) \alpha_{m,\rho}^+ + i W_m(\beta) \beta_{m,-\rho} + i_\rho \bar{W}_m(\beta) \beta_{m\rho}^+$$

$$\begin{aligned}
 b_{m\rho}(\beta) = & U_m(\beta) \beta_{m,-\rho} + \rho V_m(\beta) \beta_{m,\rho}^+ + i W_m(\beta) \alpha_{m,-\rho} + \\
 & + i_\rho \bar{W}_m(\beta) \alpha_{m\rho}^+ \quad /3/
 \end{aligned}$$

причем действительные функции U_m , V_m , W_m , \bar{W}_m связаны следующим соотношением

$$U_m(\beta)^2 + V_m(\beta)^2 + W_m(\beta)^2 + \bar{W}_m(\beta)^2 = 1 \quad /4/$$

Определим новое вакуумное состояние

$$\alpha_{\rho m}(\beta) \Psi = \beta_{\rho m}(\beta) \Psi = 0 \quad /5/$$

решая /5/, получим волновую функцию нового вакуумного состояния в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi = \prod_{s,m} \left\{ (U_m^2 + W_m^2) + (V_m^2 + W_m^2) \cdot a_{m+}^+ a_{m-}^+ b_{m+}^+ b_{m-}^+ + \right. \\ \left. + (U_m V_m - W_m W_m) (a_{m+}^+ a_{m-}^+ + b_{m+}^+ b_{m-}^+) + i (U_m W_m + \right. \\ \left. + W_m V_m) (a_{m+}^+ b_{m-}^+ - a_{m-}^+ b_{m+}^+) \right\} \Psi_0 \end{aligned} \quad /6/$$

где $\alpha_{\rho m}(\beta) \Psi_0 = 0$. Каноническое преобразование /3/ выбрано таким образом, чтобы было учтено $(n-\rho)$ взаимодействие, т.е. чтобы

$$(\Psi^* \alpha_{\rho m} \beta_{\rho m} \Psi) \equiv \langle \alpha_{\rho m} \beta_{\rho m} \rangle \neq 0$$

Далее, действуя, как в /3/, найдем среднее значение оператора энергии \bar{H} по новому вакуумному состоянию, определим $U_m(\beta)$, $V_m(\beta)$, $W_m(\beta)$ из условия минимума \bar{H} в результате получим:

$$C_m(\beta) + \frac{1}{2} \sum_{s'm'} J(s, s' | m_1 - m; -m', m') \frac{C_{m'}(s')}{\sqrt{\xi(s', m')^2 + 2C_{m'}(s')^2}} = 0 \quad /7/$$

$$U_m V_m - W_m W_m = U_m W_m + W_m V_m = - \frac{C_m(\beta)}{2\varepsilon(s, m)}; \quad /8/$$

причем $C_m(\beta) = \sum_{s'm'} J(s, s' | m_1 - m; -m', m) (U_{m'}(s') V_{m'}(s') - W_{m'}(s') W_{m'}(s'))$

$$\varepsilon(s, m) = \sqrt{\xi(s, m)^2 + 2C_m(\beta)^2}, \quad \xi(s, m) = E(s, m) - \lambda$$

$$U_m^2 + W_m^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon(s, m)}{\xi(s, m)} \right), \quad V_m^2 + W_m^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi(s, m)}{\varepsilon(s, m)} \right)$$

Рассмотрим приближение

$$J = \text{Const}, \quad \rho = \text{Const} \quad /9/$$

т.е. J и плотность уровней ρ постоянны в энергетическом интервале $E_F - \delta \leq E \leq E_F + \Delta$. Уравнения /7/ и /2/ решим тем же путем, как в /4/, и получим

$$C = \frac{\sqrt{(4\Omega - n) \cdot n}}{e^{2/g} - 1} \cdot \frac{e^{1/g}}{2\sqrt{2}\rho}; \quad /10/$$

$$E_F - \lambda = \frac{2\Omega - n}{2\rho} \cdot \frac{1}{e^{1/g} - 1}; \quad /11/$$

где $G = -\rho J$, n - число нуклонов, а Ω - число уровней на внешней оболочке ядра. Заметим, что $C = C_0/\sqrt{2}$, $\varepsilon = \varepsilon_0$, где C_0 , ε_0 соответствуют случаю отсутствия $n-p$ взаимодействия /4/.

Таким образом, если рассматриваемая модель легкого ядра верна, то остаточные /после вычета самосогласованного поля/ $(n-p)$, $(p-p)$ и $(n-n)$ взаимодействия приводят к образованию сверхтекучего состояния ядра. Следует заметить, что энергия основного состояния четного ядра не зависит от того, как спарились между собой нуклоны: протоны с протонами, нейтроны с нейтронами или имеются также спаривания протонов с нейтронами.

Первое возбужденное состояние в легких четно-четных ядрах, а также в нечетно-нечетных ядрах, в которых $Z = N$, когда последние нейтрон и протон описываются одинаковыми квантовыми числами, отделено от основного состояния энергетической щелью порядка 2ε , а поведение одночастичных возбужденных уровней в этих ядрах должно быть сходным в той степени, в какой верна изотопическая инвариантность. Однако, для объяснения энергетических уровней и энергий связи нуклонов в рассматриваемой области $22 \leq A \leq 32$ следует учитывать, наряду с парными корреляциями, также четверные корреляции нуклонов типа α -частицы, которые по-видимому, играют весьма важную роль и несколько маскируют эффект парных корреляций.

Рассмотрим данные ^{12/} по энергии связи последнего нейтрона в легких ядрах. Энергия связи последнего нейтрона в $^{26}_{14}\text{Mg}$, $^{27}_{13}\text{Al}$, $^{31}_{15}\text{P}$, где все нейтроны спарены, порядка 11 Мэв. В ядрах $^{25}_{12}\text{Mg}$, $^{27}_{12}\text{Mg}$, $^{29}_{14}\text{Si}$ где последний нейтрон не спарен, энергия связи составляет 7 Мэв. Далее нейтрон-протонные спаривания в $^{22}_{11}\text{N}$, $^{26}_{13}\text{Al}$, $^{30}_{15}\text{P}$ приводят к энергиям связи последнего нейтрона порядка 11 Мэв, а в нечетно-нечетных ядрах, где последние протон и нейтрон описываются различными квантовыми числами и поэтому парной корреляции между ними нет, энергия связи последнего нейтрона также порядка 7 Мэв.

Таким образом данные об энергиях связи последнего нейтрона в легких ядрах подтверждают наше предположение о наличии $|\pi-\rho|$, $|\rho-\rho|$ и $|\pi-\pi|$ парных корреляций с одинаковыми квантовыми числами δ и m приводящих к сверхтекучему состоянию легких ядер.

В заключение выражаем глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову за весьма интересные обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел 7 октября 1959 года.

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, 1958 год.
2. D.M.Brink, A.K.Kerman, Nucl.Phys., 12, 314 (1959).
3. В.Г.Соловьев, ДАН, 123, 652, /1958/, Nucl.Phys., 9, 655 (1959).
4. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 36, 1869 / 1959/.