1982 г. Март *Том 136, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(30 сентября — 1 октября 1981 г.)

30 сентября и 1 октября 1981 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная Научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

30 сентября

1. И. М. Халатников. О научной деятельности Института теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР.
2. П. Б. Вигман. Точное решение проблемы Кондо.
3. С. А. Бразовский. Теория проводящих полимеров.
4. А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий. Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах.

1 октября

5. А. М. Поляков. Фазовые переходы и Вселенная.
6. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев. Текстуры, вихри и сверхтекучесть He^3.
7. В. А. Белинский. Солитоны в теории гравитации.

Краткое содержание шести докладов публикуется ниже.

538.1(048)

П. Б. Вигман. Точное решение проблемы Кондо. Хорошо известно, что ионы переходных и некоторых редкоземельных элементов, имеющие хорошо определенный магнитный момент, помещенные в простые металлы, становятся немагнитными. С переходом из магнитного в немагнитное состояние связаны известные аномалии в термических и кинетических свойствах разбавленных сплавов.

Свойства разбавленных магнитных сплавов в основном определяются антиферромагнитным обменным взаимодействием между электронами проводимости и магнитным моментом примеси. Это взаимодействие принято изучать на примере так называемой s — d-обменной модели:

$$\mathscr{H}_{\text{s-d}} = \sum_{k,\sigma=\uparrow\downarrow} \epsilon_k c^+_{k\sigma} c_{k\sigma} + J \sum_{k,k'} c^+_{k\sigma} \sigma_{\sigma\sigma'} c_{k'\sigma'} \mathbf{S}, \qquad (1)$$

в которой примесь рассматривается как локализованный момент S.

Хорошо известны трудности, которые возникают при изучении этого гамильтониана при низкой температуре. Они состоят в том, что амплитуда взаимодействия растет с понижением температуры [1] и, будучи вычисленной в главном логарифмическом приближении, имеет полюс при температуре Кондо $T_K = \epsilon_F \exp(-1/J)$ (см.[2]). Поэтому вопрос о низкотемпературных свойствах магнитных сплавов, собственно «проблема Кондо», оставался открытым.

Два года назад было показано, что традиционная s — d-модель является вполне интегрируемой и гамильтониан (1) был диагонализован точно [3-6]. Метод диагонализации восходит к Г. Бете, который в 1931 г. построил решение одномерной цепочки

спинов. Применение анзаца Бете к задачам о магнитных сплавах позволило не только решить вопрос об основном состоянии примеси в металле, но и вычислить зависимость термодинамических функций от температуры и магнитного поля [5-8].

Гамильтониан (1) является, по существу, одномерным, так как потенциал примеси считается точечным, и поэтому только s-волна взаимодействует с примесью *).

Система из N частиц со спинами $\sigma_1, \ldots, \sigma_N$ и примеси, спин которой s, описывается волновой функцией, имеющей вид *анзаца Бете*: в области $X_Q = \{x_{q_0} < x_{q_1} < \ldots < x_{q_N}\}$, где $Q = \{q_0, \ldots, q_N\}$ — перестановка чисел $\{0, 1, \ldots, N\}$,

$$\Psi_{\sigma_1, \ldots, \sigma_N, s}(x_1, \ldots, x_N) = \sum_P A_{\sigma_{q_1}, \ldots, \sigma_{q_N}, s}(Q'P)(-1)^P \exp\left(i \sum_{j=1}^{N} k_{P_j} x_j\right); \qquad (2)$$

здесь Q' совпадает с Q, из которой исключен $q_i = 0$, $P = \{p_1, \ldots, p_N\}$ — перестановка чисел $\{1, \ldots, N\}$ и $x_0 = 0$. Содержание гипотезы Бете состоит в том, что в каждой из областей x_Q, в которых частицы упорядочены, волновая функция есть суперпозиция конечного числа волн. Справедливость этой гипотезы связана с существованием бесконечного ряда законов сохранения и приводит к факторизованной теории рассеяния [9].

Знание волновой функции позволяет найти весь спектр гамильтониана (1) и определить равновесные свойства при конечной температуре. Они даются решениями системы нелинейных интегральных уравнений [7,8]

$$\varepsilon_n(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\operatorname{ch}[(\pi/2)(x-x')]} \ln\left(1+e^{\varepsilon_{n+1}(x)}\right)\left(1+e^{\varepsilon_{n-1}(x)}\right) - \delta_{n1} e^{-\pi x},$$

$$\lim_{n\to\infty} \frac{\varepsilon_n(x)}{n} = \frac{H}{T}, \qquad \varepsilon_0 = -\infty; \qquad (3)$$

при этом примесная часть свободной энергии имеет вид

$$F(T, H) = -T \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\ln\left(1+e^{\varepsilon_{2S}(x)}\right)}{2\operatorname{ch}(\pi x/2)} dx. \qquad (4)$$

Исследование этих уравнений и асимптотики решений при $T \gg T_K$ и $T \ll T_K$ даны в работе [8]. При $T = 0$ уравнения (3) становятся линейными и решены явно [5, 6]. Ниже приведен результат для зависимости примесной части магнитного момента при $T = 0$ от магнитного поля H:

$$M(H) = S + \frac{i}{4\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma\left(\frac{1}{2} + i\omega\right)\left(\frac{-i\omega+0}{e}\right)^{i\omega 2S} \times$$

$$\times \left(\frac{i\omega+0}{e}\right)^{-i\omega(2S-1)} e^{-i2\omega \ln(H/T_K)} \frac{d\omega}{\omega - i0}. \qquad (5)$$

При $H \gg T_K$ эта величина имеет асимптотическое разложение по обратным степеням $\ln(H/T_K)$, известное из теории возмущения. При $H \ll T_K$ свойства $M(H)$ и всех других физических величин при $S \neq 1/2$ отличаются от случая $S = 1/2$. В первом случае $M(H)$ так же, как при $H \gg T_K$, имеет место разложение по обратным степеням $\ln(H/T_K)$, коэффициенты которых совпадают при замене $S \leftrightarrow S - 1/2$. В частности, $M(H \to 0) = S - 1/2$, т. е. электроны не полностью компенсируют примесный магнетизм и основное состояние $2S$-кратно вырождено. Если же $S = 1/2$, то $M(H)$ раскладывается в ряд по целым степеням H/T_K. При $H \to 0$ $M(H) \sim H/T_K$ и исчезает с исчезновением поля. Основное состояние примеси — синглетно.

Не только обменный гамильтониан (1), но также и модель Андерсона, описывающая образование локализованного момента, является интегрируемой [10]; s — d обменная модель игнорирует орбитальное вырождение незаполненной примесной оболочки и поэтому применима только к тем сплавам, в которых кристаллическое поле больше, чем T_K, и только при $S = 1/2$ (например, (LaCe) B_6, (LaCe)Al_2). Более реалистичные орбитально вырожденные обменные гамильтонианы также являются интегрируемыми [11].

---

*) Разумеется, это справедливо только в линейном приближении по концентрации примесей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kondo J. — Prog. Theor. Phys., 1964, v. 32, p. 37.
2. Abrikosov A. A. — Physics, 1965, v. 2, p. 21.
Suhl H. — Ibid., p. 39.
3. Filyov V. M., Wiegmann P. B. — Phys. Lett. Ser. A, 1980, v. 76, p. 283.
4. Andrei N. — Phys. Rev. Lett,. 1980, v. 45, p. 379.
5. Wiegmann P. B. — J. Phys. Ser. C, 1981, v. 14, p. 1463.
6. Fateev V. A., Wiegmann P. B. — Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 81, p. 179.
7. Andrei N., Lowenstein J, H. — Ibid., p. 116.
8. Fateev V. A., Wiegmann P. B. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1595.
9. Zamolodchikov A. B., Zamolodchikov Al. B. — Ann. of Phys., 1979, v. 120, p. 253.
10. Wiegmann P. B. — Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 80, p. 163.
11. Tsvelick A. M., Wiegmann P. B. — J. Phys. Ser. C, 1982 (to be published).