Ψ_{1m} несет информацию о спине и затухает при наличии спин-орбитального взаимодействия за время релаксации спина τ_{s0}. Ψ_0 ответственно только за фазу и не затухает вплоть до $t \sim \tau_\varphi$. Поэтому [8,9]

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma_0} \sim - \int\limits_{\tau}^{\tau_\varphi} \frac{\lambda^{d-1} v\, dt}{(Dt)^{d/2}} \left(\frac{3}{2} e^{-t/\tau_{s0}} - \frac{1}{2} \right). \tag{5}$$

В результате, например, для $d = 2$ имеем

$$\delta\sigma \sim \frac{e^2}{\hbar} \begin{cases} -\ln \frac{\tau_\varphi}{\tau}, & \tau_{s0} \gg \tau_\varphi, \\ -\frac{3}{2} \ln \frac{\tau_{s0}}{\tau} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau}, & \tau_{s0} \ll \tau_\varphi, \end{cases} \tag{6}$$

откуда видно, что сильное спин-орбитальное взаимодействие, быстрая релаксация спина, приводят к изменению знака квантовой поправки, а следовательно, и к изменению знака магнетосопротивления. Зависимость знака аномального магнетосопротивления от величины поля наблюдалась в пленках меди[10]. Прямой качественный опыт может быть поставлен в кубических полупроводниках p-типа [11] (p-Ge, p-Si и т. д.). Сложная структура валентной зоны приводит к быстрой релаксации момента дырки при упругом рассеянии. Поэтому в этих веществах должно наблюдаться положительное магнетосопротивление. В деформированных кристаллах вырождение при $\mathbf{k} = 0$ снято, и быстрая релаксация спина может быть выключена. Поэтому теория предсказывает в достаточно сильно деформированных кристаллах отрицательный знак магнетосопротивления. Эксперименты, поставленные до появления теории, подтверждают такое качественное предсказание[12].

Теория предсказывает также подавление квантовых поправок во внешнем поле СВЧ, которое приводит к дополнительному сбою фазы [13].

Вычисление квантовых поправок и их зависимостей от частоты, температуры, магнитного поля и спин-орбитального взаимодействия играет важную роль в построении теории локализации электронов в неупорядоченных телах [9, 14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — Письма ЖЭТФ, **1979**, т. 30, с. 248.
2. Anderson P. W., Abrahams E., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. Lett., **1979**, v. 43, p. 718.
3. Thouless D. J. — Ibid, **1977**, v. 39, p. 1137.
4. Altshuler B. L., Khmel'nitzkii D. E., Larkin A. I., Lee P. A.— Phys. Rev. Ser. B, **1980**, v. 22, p. 5142.
5. Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Спивак Б. З. — Письма ЖЭТФ, **1981**, т. 33, с. 101.
6. Шарвин Д. Ю., Шарвин Ю. В. — Письма ЖЭТФ, **1981**, т. 34, с. 285.
7. Spivak B. Z., Khmel'nitskii D. E. — J. Phys. Ser. C, **1981** (in press).
8. Hikami S., Larkin A., Nagaoka Y. — Progr. Theor. Phys., **1980**, v. 63, p. 707.
9. Ефетов К. Б., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — ЖЭТФ, **1980**, т. 79, с. 1920.
10. Gershenzon M. M., Gubankov V. — Sol. State Comm., **1981**, v. 39 (in press).
11. Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — ЖЭТФ, **1980**, т. 81, № 2.
12. Sugiyama K. — J. Phys. Soc. Japan, **1964**, v. 19, p. 1745.
Ионов А. Н. — Письма ЖЭТФ, **1979**, т. 29, с. 76.
13. Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E. — Sol. State Comm., **1981**, v. 39, p. 691.
14. Abrahams E., Anderson P. W., Liccardello D. C., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. Lett., **1979**, v. 42, p. 673.

531.5(048)

А. М. Поляков. Фазовые переходы и Вселенная. Космологический член в уравнениях Эйнштейна должен был бы возникать от того, что вакуум благодаря нулевым колебаниям имеет отличную от нуля плотность энергии. Если оценить эту плотность энергии, пользуясь характерными адронными массами, получится гигантская величина космологической постоянной Λ. Вместе с тем для согласования с экспериментальными данными по красному смещению допустимая величина Λ должна быть меньше чем 10^{-130} от естественной адронной оценки. По всей видимости, должен существовать механизм компенсации, обращающий в нуль плотность энергии вакуума. Данная работа посвящена поискам такого механизма.

Для решения этой задачи следует прежде всего найти ее правильную постановку. Дело в том, что энергия вообще определена с точностью до постоянной и потому вопрос о выборе этой постоянной кажется неясным. Все, однако, становится на свои места, если изучать не плотность энергии, а эффективные уравнения для распространения гравитационного поля. Под словом «эффективные» мы понимаем уравнения, возникающие из исходной теории Эйнштейна в результате инфракрасных квантовых перенормировок. Очень важно осознавать, что вообще наблюдаемая классическая динамика в любой теории определяется именно эффективными, а не исходными уравнениями. В некоторых случаях (например, в теории Янга — Миллса) инфракрасные перенормировки не оставляют камня на камне от затравочной классической теории. В интересующей нас задаче — теории Эйнштейна с затравочной космологической постоянной — роль инфракрасных ренормировок более скромная. Как будет показано, они приводят к обращению в нуль физической космологической постоянной, сохраняя нетронутыми сами уравнения Эйнштейна.

Инфракрасные расходимости в теории возникают из-за длинноволновых конформных флуктуаций метрики. Если написать

$$g_{\mu\nu}(x)=\varphi^2(x)\,\bar{g}_{\mu\nu}(x) \tag{1}$$

(где $\bar{g}_{\mu\nu}$ имеет нулевую скалярную кривизну: $R(\bar{g})=0$) и усреднить по всем флуктуациям поля $\bar{g}_{\mu\nu}$, то низкоэнергетический лагранжиан поля φ примет вид

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2\varkappa}\left((\partial_\mu\varphi)^2+\Lambda\varphi^4\right), \tag{2}$$

где $\varkappa$ — связана с константой тяготения, а Λ — космологическая постоянная без учета инфракрасных колебаний. Вопрос о космологическом члене можно теперь сформулировать как вопрос о том, имеет ли поле φ отличное от нуля вакуумное среднее. Как видно из (1), если $\langle\varphi(x)\rangle=\mathrm{const}$, вакуум имеет нулевую скалярную кривизну, что означает обращение в нуль космологического члена. Фаза с $\langle\varphi\rangle=0$ соответствовала бы $\Lambda_{\text{физ}}\neq$ $\neq 0$. Так как лагранжиан (2) является масштабно инвариантным, $\langle\varphi\rangle\neq 0$ может возникнуть лишь при фиксации граничных условий. Если рассмотреть область размера R (который в конце вычислений должен стремиться к бесконечности) и зафиксировать $\varphi=\varphi_\infty$ на границе области, возможны два варианта:

$$\langle\varphi(0)\rangle \underset{R\to\infty}{\infty} \begin{cases}\varphi_\infty\to\mathrm{const},\\ \dfrac{1}{R}\to 0.\end{cases}$$

Как показывает вычисление функционального интеграла от лагранжиана (2) в однопетлевом приближении, осуществляется первая возможность, что и означает обращение в нуль физической космологической постоянной. Механизм обращения в нуль аналогичен явлению нуля заряда в квантовой электродинамике, открытому Ландау, Абрикосовым и Халатниковым. Он связан с тенденцией длинноволновых флуктуаций к экранировке собственного взаимодействия.

Помимо пертурбативных флуктуаций, рассмотренных выше, экранировка возникает также от гравитационных инстантонов. Они являются в данном случае мирами де-Ситтера, которые с конечной вероятностью можно обнаружить в любой точке x, в результате чего

$$\langle\varphi(x)\rangle\neq 0.$$

ЛИТЕРАТУРА

Новиков И. Д., Зельдович Я. Б. Релятивистская астрофизика.— М.: 1967, с. 561.