

колебаний ядерных и электронных спинов, что приводит к необходимости рассматривать единые колебания электронно-ядерной системы в целом. Учёт таких колебаний позволяет объяснить ряд нелинейных эффектов, возникающих в ЯМР и ЭПР [8].

*Лит.:* 1) Suhl H., Effective nuclear spin interactions in ferromagnets, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 2, p. 606; 2) Nakamura A., Indirect coupling of nuclear spins in antiferromagnet with particular reference to  $MnF_2$  at very low temperature, «Prog. Theor. Phys.», 1958, v. 20, № 2, p. 542; 3) Туров Е. А., Петров М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., 1969; 4) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнито-упорядоченных веществах и его применения, М., 1990; 5) Van Vleck J. H., The dipolar broadening of magnetic resonance lines in crystals, «Phys. Rev.», 1948, v. 74, № 8, p. 1168; 6) Gennes P. G. [a. o.], Nuclear magnetic resonance modes in magnetic material. I. Theory., «Phys. Rev.», 1963, v. 129, № 3, p. 1105; 7) Hinderks L. W., Richards P. M., Excitation of nuclear and electronic spin waves in  $RbMnF_2$ , «J. Appl. Phys.», 1968, v. 39, № 2, p. 824; 8) Heeger A. J. [a. o.], Double resonance and nuclear cooling in antiferromagnetic, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, № 8, p. 307.

А. В. Ведяев, О. А. Котельникова.

**СУММ ПРАВИЛА** — см. *Правила сумм.*

**СУММОВОЙ ТОН** — комбинац. тон с частотой  $\omega_1 + \omega_2$ , возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на неё двух звуковых колебаний с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

**СУПЕРГЕТЕРОДИН** — радиоприёмное устройство, в к-ром применяется преобразование частоты принимаемого сигнала ( $f_c$ ) в фиксированную промежуточную частоту ( $f_{np}$ ) путём смещения с частотой вспомогат. генератора гармонич. колебаний (гетеродина)  $f_1$ :  $f_{np} = f_c - f_1$ . Кроме входного контура блок-схема С. содержит: усилитель высокой частоты (УВЧ); *смеситель*, преобразующий частоту сигнала в промежуточную частоту  $f_{np}$ ; гетеродин; усилитель промежуточной частоты (УПЧ); детектор; усилитель низкой частоты (УНЧ); оконечное устройство (ОУ). При настройке С. с помощью блока конденсаторов переменной ёмкости входной контур и УВЧ настраиваются на частоту  $f_c$ , а гетеродин — на частоту  $f_1 = f_c - f_{np}$ . Осн. усиление сигнала в С. происходит на промежуточной частоте. Избирательность С. определяется избирательностью УПЧ и может быть сделана достаточно высокой. Недостатком С. является чувствительность к сигналу на зеркальной частоте  $f_c - 2f_{np}$ , к-рая ослабляется за счёт избирательности входного контура и УВЧ. С. применяется в широком диапазоне частот от радио до световых (см. *Детектирование света*). Принцип С. используется также в анализаторах спектра с развёрткой частоты.

*Лит.:* Радиоприёмные устройства, под ред. В. И. Сифорова, М., 1974; Хоровиц П., Хилл У., Искусство схемотехники, пер. с англ., 3 изд., т. 1—2, М., 1986. Ю. С. Константинов.

**СУПЕРГРАВИТАЦИЯ** — суперсимметризованная теория тяготения, т. е. теория тяготения Эйнштейна для такой системы материальных полей, для к-рой имеет место инвариантность относительно преобразований простой ( $N=1$ ) или расширенной ( $N>1$ ) суперсимметрии. В соответствии с числом  $N$  майорановских спинорных генераторов С. называют простой ( $N=1$ ) или расширенной ( $N>1$ ). В этом смысле обычная теория тяготения есть  $N=0$  С. Первые работы по С. выполнены в 1976—77 [1—3]. Следует отметить, что расширения теории гравитации, обладающее спонтанно нарушенной суперсимметрией, обсуждалось ещё раньше [4].

Интерес к С. объясняется прежде всего тем, что в её рамках возникают новые возможности объединения фундамент. частиц в супермультиплеты и объединения всех взаимодействий, включая гравитационное (такое объединение было невозможным в рамках симметрий, не содержащих спинорных генераторов). Кроме того, в теориях С. наблюдается значит. сокращение числа квантовых ультрафиолетовых расходимостей по сравнению с теорией тяготения, хотя они всё же остаются, по-видимому, неперенормируемыми. Популярными в физике высоких энергий суперсимметричные феноменол. модели содержат С. в качестве важного ингредиента, помогающего, в частности, осуществлять спонтанное на-

рушение суперсимметрии. Наконец, теория С. обладает внутр. красотой и тесно связана с теорией суперструн.

Теории С. посвящены большие обзоры (напр., [5—7]) и монографии (напр., [8, 9]).

**Гравитационные супермультиплеты.** Переносчик поля тяготения в С. входит в один супермультиплет со своими суперпартнёрами. В простой суперсимметрии гравитац. супермультиплет состоит из гравитона, описываемого тетрадой  $e_\mu^\alpha(x)$  (спиральность  $\lambda = \pm 2$ ), и одного гравитино, описываемого полем Рариты—Швингера  $\psi_\mu^\alpha(x)$  (спиральность  $\lambda = \pm 3/2$ ), где  $\alpha=0, 1, 2, 3$  и  $\mu=1, 2, 3$  — векторный и спинорный индексы 4-мерного касательного пространства — плоского пространства с той же метрикой, что и в точке касания:  $\eta^{ab} = \text{diag}(0, 1, 2, 3)$ ,  $\mu=0, 1, 2, 3$  — мировой индекс, а тетрада  $e_\mu^\alpha$  связана с метрическим тензором  $g_{\mu\nu}$  соотношением  $g_{\mu\nu} = e_\mu^\alpha e_\nu^\beta \eta_{\alpha\beta}$  (по совпадающим индексам предполагается суммирование).

В расширенной С. гравитац. супермультиплет содержит наряду с гравитоном соответствующее число полей с низшими спиральностями. Это гравитино ( $\lambda = \pm 3/2$ ), векторные ( $\lambda = \pm 1$ ), спинорные ( $\lambda = \pm 1/2$ ) и скалярные ( $\lambda = 0$ ) поля. Имеется только 8 расширенных С., т. к. при  $N>8$  число «гравитонов» превысило бы единицу и появились бы поля с  $\lambda > 2$ . Последоват. описания таких полей пока нет, и поэтому сложилось убеждение, что  $N=8$  С. является максимальной.

Действие для простой С. имеет вид

$$I = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{2\kappa^2} eR - \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \gamma_\nu D_\rho \psi_\sigma \right\}. \quad (1)$$

Первый член представляет собой обычное действие Эйнштейна—Гильберта для теории тяготения,  $\kappa$  — гравитационная константа (ньютонова гравитационная постоянная равна  $\kappa^2/4\pi$ ),  $R$  — скалярная кривизна,  $e$  — детерминант тетрады (здесь черта над  $\psi$  — дираковское сопряжение). Второй член — рарита-швингерский лагранжиан для гравитино, взаимодействующего с полем тяготения, возникающий в результате замены производной  $\partial_\lambda \equiv \partial/\partial x^\lambda$  на ковариантную производную  $D_\lambda$ , включающую нужную лоренцеву связность [5],  $\gamma_5, \gamma_\mu$  — Дирака матрицы,  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  — Леви-Чивиты символ.

**Инвариантности действия. Локальная суперсимметрия.** Действие (1) инвариантно не только относительно группы общих координатных преобразований

$$x^\mu = x^\mu + \lambda^\mu(x),$$

$$e_\mu^\alpha(x) = e_\mu^\alpha(x) + \frac{\partial \lambda^\alpha(x)}{\partial x^\mu} e_\mu^\alpha(x), \quad (2)$$

$$\psi_\mu^\alpha(x) = \psi_\mu^\alpha(x) + \frac{\partial \lambda^\alpha(x)}{\partial x^\mu} \psi_\mu^\alpha(x)$$

$[\lambda^\mu(x)]$  — инфинитезимальный векторный параметр, произвольная ф-ция пространственно-временной точки  $x$  и локальной группы Лоренца, действующей на индекс  $\alpha$  у тетрады и спинорный индекс у спин-векторного поля  $\psi_\mu^\alpha(x)$ , но и относительно преобразований (в инфинитезимальной форме)

$$\delta e_\mu^\alpha(x) = \frac{\kappa}{2} \bar{\epsilon}(x) \gamma^\alpha \psi_\mu(x), \quad (3a)$$

$$\delta \psi_\mu(x) = \frac{1}{\kappa} D_\mu \epsilon(x) \quad (3б)$$

со спинорными параметрами  $\epsilon_\alpha(x)$ . Если  $\epsilon_\alpha(x)$  не зависят от координат,  $\epsilon_\alpha(x) = \epsilon_\alpha$ , то (3) сводятся к преобразованиям суперсимметрии для гравитац. мультиплета. В случае параметров  $\epsilon_\alpha(x)$ , зависящих от  $x$ , преобразования (3) являются локализованными преобразованиями суперсимметрии. Поэтому о С. часто говорят как о локальной суперсимметрии. Аналогично локализация преобразований высших суперсимметрий лежит в основе расширенных С.