

но ( $\nu_R$ ), сильно подавлены. Такой  $M$ . может ассоциироваться с т. н. невидимым (invisible) аксионом. В моделях с триплетным  $M$ . ( $I_w = 1$ ) [3]  $M$ . непосредственно взаимодействует с левыми нейтрино и предсказываемые эффекты могут быть на уровне чувствительности совр. экспериментов. Наиб. важные процессы с участием  $M$ . и их следствия таковы.

1) Майоронные распады нейтрино:  $\nu \rightarrow \nu' + M^0$ , где  $\nu'$  — более лёгкая компонента, могут иметь времена, много меньше возраста Вселенной, и, следовательно, устранять космологич. ограничение на массы нейтрино.

2) Майоронный двойной бета-распад:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- + M^0$$

( $M$ . испускается виртуальным нейтрино, рождающимся и поглощающимся в ядре) [4]. Отрицат. результаты поиска такого распада ограничивают константу  $h \lesssim 10^{-4}$  [5]. Полулептонные распады  $\pi$ - и  $K$ -мезонов,  $\pi(K) \rightarrow l + \nu + M^0$  (где  $l$  — лептон), дают более слабое ограничение:  $h \lesssim 10^{-2}$ .

3) Фоторождение  $M$ .:  $\gamma + e \rightarrow e + M^0$ , приводит к дополнит. охлаждению звёзд, поскольку  $M$ . свободно выходит из их внутр. областей [4]. Наблюдат. данные по красным гигантам и сверхновой SN 1987А с учётом этого обстоятельства дали верхний предел для вакуумного ожидания скалярного поля, нарушающего лептонное число.

4) Майоронный распад  $Z^0$ -бозона:  $Z^0 \rightarrow M^0 + H^0$ , где  $H^0$  — хиггсовский скаляр, в модели триплетного  $M$ . при  $m_n \ll m_z$  ( $m$  — масса) имеет парциальную ширину, вдвое большую, чем ширина нейтринного распада. Результаты измерения полной ширины  $Z^0$  на  $e^+e^-$ -коллайдерах исключают такой дополнит. вклад в ширину, а, значит, и само существование триплетного  $M$ .

5) Аннигиляция нейтрино в  $M$ .:  $\nu + \bar{\nu} \rightarrow M^0 + M^0$ , при  $h \gtrsim 10^{-6}$  приводит к частичному или полному исчезновению массивных реликтовых нейтрино. Наряду с аннигиляцией процессы рассеяния  $\nu + M^0 \rightarrow \nu + M^0$  и индуцированные  $\bar{\nu}$ -распады в плотном веществе,  $\bar{\nu} \rightarrow \nu + M^0$ , могут существенно повлиять как на динамику гравитац. коллапса звёзд, так и на формирование нейтринного импульса, его энергетику и длительность.

В рамках суперсимметричного обобщения теории (см. *Суперсимметрия*) предложена модель с дублетным  $M$ . ( $I_w = 1/2$ ) [7]. В этом случае  $M$ . является суперсимметричным партнёром нейтрино. Майоронные  $\nu$ -распад и двойной бета-распад происходят с испусканием одновременно двух  $M$ ., напр.

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- + 2M^0.$$

Эксперим. наблюдение эффектов, связанных с  $M$ ., свидетельствовало бы о ненулевых массах нейтрино, и наоборот, обнаружение у нейтрино масс, превышающих космологич. ограничение, явилось бы указанием на существование  $M$ .

Лит.: 1) Chikashige Y., Mohapatra R. N., Passerelli R. D., Spontaneously broken lepton number and cosmological constraints on the neutrino mass spectrum, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 1926; и х же, Are the real goldstone bosons associated with broken lepton number?, «Phys. Lett.», 1981, v. 98 B, p. 265; 2) Смирнов А. Ю., Насколько тяжелы нейтрино?, «Ядерная физика», 1981, т. 34, в. 6, с. 1547; 3) Gelmini G. B., Roncadelli M., Left-handed neutrino mass scale and spontaneously broken lepton number, «Phys. Lett.», 1981, v. 99 B, p. 411; 4) Georgy H., Glashow S. L., Nussinov S., Unconventional model of neutrino masses, «Nucl. Phys.», 1981, v. 193 B, p. 297; 5) Caldwell D. O. и др., Limits on neutrinoless  $\beta\beta$  decay including that with majoron emission, «Phys. Rev. Lett.», 1987, v. 59, p. 419; Elliott S. R., Hahn A. A., Moe M. K., Limit on neutrinoless double-beta decay with majoron emission in  $^{76}\text{Se}$ , там же, p. 1649; 6) Griffiths J. A., Marmo E., Peris S., Majoron couplings to neutrinos and SN 1987 A, «Phys. Lett.», 1988, v. 215 B, p. 593; 7) Santamaria A., Valle J. W. F., Supersymmetric majoron signatures and solar neutrino oscillations, «Phys. Rev. Lett.», 1988, v. 60, p. 397.

А. Ю. Смирнов.  
**МАКРОРОНА РЯД** — частный случай *Тейлора ряда*.  
**МАКРОМОЛЕКУЛА** (от греч. makros — большой и молекула) — молекула полимера (высокомолекуляр-

ного соединения), образованная одной, несколькими или многими полимерными цепями — линейными, разветвлёнными или кольцевыми. Каждая полимерная цепь состоит из большого числа ковалентно соединённых мономерных звеньев — групп атомов, также соединённых ковалентными хим. связями. Термин « $M$ .» введён Г. Штаудингером (H. Staudinger, 1922), экспериментально установившим факт цепного строения молекул полимеров. Подробнее см. в ст. *Полимеры*.

**МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ** — совокупность явлений, в к-рых характерные особенности квантовой механики непосредственно проявляются в поведении макроскопич. объектов. В большинстве случаев поведение макроскопических (содержащих большое число атомов) тел с высокой точностью описывается классич. механикой, так что характерная для квантовой механики величина — постоянная Планка  $h$  — не входит в управляющие этим поведением ур-ния. Однако при низких темп-рах существует важный класс вполне макроскопич. экспериментов, в результаты к-рых постоянная Планка входит в явном виде и может быть из них непосредственно измерена. Б. ч. этих экспериментов связана со *сверхтекучестью* жидкого гелия и *сверхпроводимостью* металлов.

В квантовой механике состояние и движение системы описывается с помощью волновой ф-ции, не имеющей классич. аналога. В рассматриваемых явлениях, однако, волновая ф-ция проявляется как наблюдаемая макроскопич. величина. Это возможно в том случае, когда в системе имеется большое число частиц, находящихся в одном и том же квантовом состоянии.

В матем. аппарате квантовой теории уничтожение и рождение частиц описывается операторами *вторичного квантования*  $\hat{\psi}(r, t)$  и  $\hat{\psi}^+(r, t)$  (где  $r$  — координата,  $t$  — время), удовлетворяющими для частиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, перестановочным соотношениям

$$\hat{\psi}(r, t)\hat{\psi}^+(r', t) - \hat{\psi}^+(r', t)\hat{\psi}(r, t) = \delta(r - r') \quad (1)$$

[ $\delta(r - r')$  — дельта-функция Дирака]. Если в к.-л. квантовом состоянии системы находится много частиц, матричные элементы операторов в левой части равенства велики и некоммутативностью операторов, т. е. правой частью (1), можно пренебречь. Тогда операторы  $\hat{\psi}$  и  $\hat{\psi}^+$  переходят в коммутирующие друг с другом классич. ф-ции координат и времени  $\psi_0(r, t)$  и  $\psi_0^*(r, t)$ . Ф-цию  $\psi_0(r, t)$  можно назвать макроскопич. волновой ф-цией рассматриваемых частиц, и наличие такой ф-ции является свидетельством имеющейся в этом случае макроскопич. *квантовой когерентности*. В простейшем виде такая ситуация реализуется в классич. эл.-магн. поле, к-рое можно рассматривать как совокупность большого числа фотонов, находящихся в близких квантовых состояниях. Однако особенно интересные явления происходят в случае, когда в одном состоянии находится большое число «обыкновенных» частиц, напр. атомов, число к-рых, в отличие от числа фотонов, сохраняется.

Это осуществляется в сверхтекучем  ${}^4\text{He}$ . При темп-рах ниже темп-ры перехода в гелии происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация*, состоящая в том, что конечная доля атомов гелия переходит в низшее (при данных макроскопич. условиях) квантовое состояние. Будучи пропорциональным полному числу атомов в теле, число атомов в конденсате велико, так что, согласно сказанному выше, они описываются классич. «волновой ф-цией конденсата»  $\psi_0(r, t) = |\psi_0| \exp(i\alpha)$ . Для покоящегося гелия  $\psi_0$  — просто постоянная. Но если гелий движется,  $\psi_0$  зависит от координат и времени, причём скорость сверхтекучего движения  $v_s$  связана с фазой  $\alpha$  волновой ф-ции ф-лой

$$v_s = \frac{\hbar}{2\pi m} \nabla \alpha, \quad (2)$$