

## ВОЗМОЖНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕЙТРИНО ЧЕТВЕРТОГО ПОКОЛЕНИЯ

Ю.А.Голубков<sup>+\*1)</sup>, Р.В.Коноплич<sup>+□1)</sup> Р.Мигнани<sup>△1)</sup> Д.Фарджон<sup>▽1)</sup>  
М.Ю.Хлопов<sup>+□◇1)</sup>

<sup>+</sup> Научно-учебный центр по космомикрoфизике "Космион", 125047 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119899 Москва, Россия

<sup>□</sup> Московский государственный инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

<sup>△</sup> Dipartimento di Fisica "E. Amaldi" Università di Roma III  
00146 Rome, Italy; INFN, Sezione di Roma III

<sup>▽</sup> Dipartimento di Fisica Università degli Studi "La Sapienza"  
00185 Rome, Italy; INFN, Sezione di Roma I

<sup>◇</sup> Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша, 125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 1999 г.

Четвертое поколение фермионов, предсказываемое феноменологией моделей гетеротической струны, может обладать новым строго сохраняющимся зарядом, что, в частности, ведет к гипотезе о существовании четвертого массивного стабильного нейтрино. Соответствие этой гипотезы данным подземного эксперимента DAMA по поиску космических массивных слабозаимодействующих частиц скрытой массы и измерениям *EGRET* фона галактического гамма-излучения с энергиями выше 1 ГэВ позволяет зафиксировать возможную массу четвертого нейтрино  $m \approx 50$  ГэВ. Указана возможность проверки гипотезы в экспериментах на ускорителях и численно рассчитан позитронный сигнал от аннигиляции реликтовых массивных нейтрино в Галактике, доступный поиску в планируемых исследованиях космических лучей.

PACS: 11.25.-w, 98.80.-k

Теория суперструн [1] рассматривается в последнее десятилетие как перспективный подход к построению единой "теории всего", позволяющая, в идеале, найти все основные параметры теории, исходя из первых принципов. Однако число возможных реализаций теории струны, воспроизводящих в низкоэнергетическом пределе Стандартную Модель, чрезвычайно велико. Поэтому столь важную роль играет анализ феноменологии теории суперструн, позволяющий уточнить допустимые параметры ее скрытого сектора. Существование не менее четырех поколений фермионов, феноменология нарушенной  $E_6$  симметрии, включающей симметрию стандартной модели, являются, наряду с  $N = 1$ , супергравитацией и (нарушенной)  $E_8'$  симметрией теневых частиц и их взаимодействий, важными следствиями теории суперструн [2], очерчивающими допустимые проявления скрытого сектора простейших вариантов модели гетеротической струны. отождествляя четвертое поколение фермионов с состояниями, обладающими новым, строго сохраняющимся, зарядом, не присущим трем известным поколениям, мы приходим, в частности, к тому, что самые легкие лептоны и кварки четвертого поколения должны быть стабильными. В настоящей

<sup>1)</sup> e-mail: golubkov@elma01.npi.msu.su; konoplic@orc.ru; Roberto.Mignani@roma1.infn.it; Daniele.Fargion@roma1.infn.it; mkhlopov@orc.ru.

работе мы рассматриваем некоторые следствия гипотезы о том, что самым легким лептоном четвертого поколения является стабильное массивное нейтрино, и показываем на основе результатов наших предыдущих работ [3–6], что совокупность имеющихся данных не противоречит этой гипотезе, а также указываем возможность ее экспериментальной проверки.

Результаты измерения ширины  $Z$ -бозона исключают существование четвертого нейтрино с массой  $m < m_Z/2 \approx 45$  ГэВ, поэтому его допустимая масса  $m$  должна превышать  $m_Z/2$ . За счет радиационных поправок такие тяжелые нейтрино должны давать вклад в массы промежуточных бозонов, однако эффект, по крайней мере одного дополнительного поколения фермионов, может быть компенсирован за счет изменения массы топ-кварка в пределах экспериментальной погрешности [7].

В силу сохранения заряда четвертого поколения, физическую природу которого мы здесь не конкретизируем, масса четвертого нейтрино не может быть майорановской и должна быть дираковской. Строгое сохранение этого заряда должно обеспечивать и стабильность четвертого нейтрино.

Полагая для кварков и лептонов четвертого поколения те же калибровочные  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  заряды, что и для соответствующих кварков и лептонов первых трех поколений, в рамках теории горячей Вселенной и предположения о термодинамическом равновесии плазмы при  $T > m$  может быть однозначно рассчитана закаленная концентрация реликтовых нейтрино и антинейтрино четвертого поколения [4] с учетом эффектов аннигиляции

$$\nu + \bar{\nu} \rightarrow f + \bar{f}, W^+ + W^-,$$

где  $f$  обозначает легкий фермион.

В период образования Галактики бесстолкновительный газ реликтовых массивных нейтрино увлекается барионным веществом, и средняя космологическая плотность массивных нейтрино  $\rho_\nu(0)$  в Галактике возрастает по мере роста барионной плотности  $\rho_b(t)$  по закону [3, 4]

$$\frac{\rho_\nu(t)}{\rho_\nu(0)} \sim \left[ \frac{\rho_b(t)}{\rho_b(0)} \right]^{3/4}. \quad (1)$$

В соответствии с законом увлечения (1) массивные нейтрино преимущественно конденсируются вне видимой области Галактики, причем их плотность возрастает по сравнению со средней космологической на 7–8 порядков величины. Такое повышение плотности нейтрино и антинейтрино в гало Галактики может приводить к заметному эффекту их взаимодействия с веществом в подземных детекторах. При этом, как нами было показано ранее [5], результаты подземного эксперимента *DAMA* [8] не противоречат такому эффекту при массе нейтрино 50 ГэВ. В то же время подземные эксперименты исключают область нейтринных масс  $60 \text{ ГэВ} < m < 290 \text{ ГэВ}$  [5]. В то же время, повышение плотности нейтрино и антинейтрино в гало Галактики приводит к заметному эффекту их слабой аннигиляции, в частности по каналам

$$\nu + \bar{\nu} \rightarrow e^+ + e^- \quad (2)$$

$$\text{или } \nu + \bar{\nu} \rightarrow q + \bar{q}. \quad (3)$$

Фотоны в основном образуются в распадах адронов, возникающих при адронизации кварков и антикварков в (3). Численные расчеты потоков гамма-излучения (см.

рис.1), аналогичные проделанным в [6], предсказывают при массе нейтрино 50 ГэВ уровень гамма-фона Галактики несколько ниже результатов измерений EGRET [9] для  $E_\gamma > 1$  ГэВ. Однако учет вклада обратного Комптоновского рассеяния энергичных электронов и позитронов, рождающихся в реакции (2), на оптических фотонах Галактики [10] увеличивает поток  $\gamma$ -квантов на (80 – 40)% в области энергий  $1 \text{ ГэВ} < E_\gamma < 15 \text{ ГэВ}$ , соответственно, и приводит к согласию с данными EGRET в рассматриваемой области. Нужно также иметь в виду, что наблюдения EGRET  $\gamma$ -фона с  $E_\gamma > 50 \text{ ГэВ}$  указывают на существование других механизмов генерации высокоэнергичного  $\gamma$ -излучения. Такие механизмы могут также давать вклад и в область  $E_\gamma < 50 \text{ ГэВ}$ .

Планируемые высокоточные измерения  $\gamma$ -фона в экспериментах AGILE, AMS и GLAST могут выделить предсказываемое в настоящей работе резкое обрезание аннигиляционных спектров фотонов при  $E_\gamma \approx 50 \text{ ГэВ}$ .

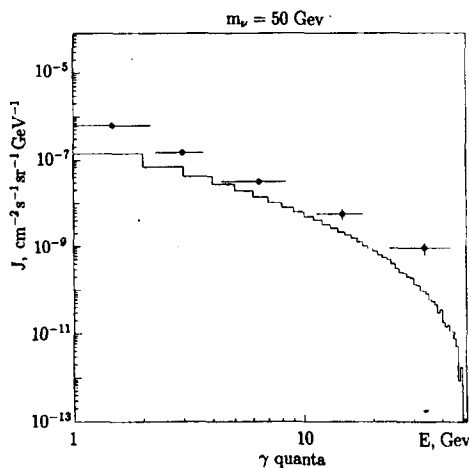


Рис.1. Сравнение результатов моделирования потоков  $\gamma$ -квантов от аннигиляции тяжелых нейтрино с массой  $m = 50 \text{ ГэВ}$  в реакциях (2), (3) с данными EGRET [9]. Фактор увеличения плотности нейтрино в Галактике по сравнению с космологической плотностью нейтрино был выбран равным  $n_G/n = 1,25 \cdot 10^7$

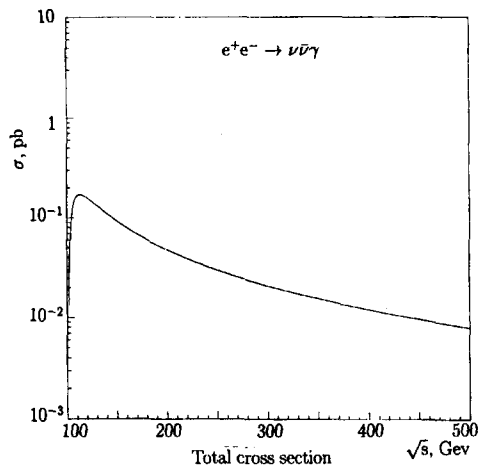


Рис.2. Полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  для энергии фотона  $\omega > 1,5 \text{ ГэВ}$  и углов вылета  $30 < \theta < 150^\circ$ . Величина  $M$  соответствует обрезанию по энергии фотона  $\omega < [(1 - 4M/s)\sqrt{s}]/2$  для фонового процесса с безмассовым нейтрино

Рассматриваемая гипотеза существования четвертого нейтрино с массой около 50 ГэВ может быть проверена, например, в эксперименте L3 на электрон-позитронном коллайдере ЦЕРНа по измерению сечения реакции  $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu} + \gamma$ , в которой при энергии выше массы  $Z$ -резонанса в конечном состоянии регистрируется только одиночный фотон. На фоне такой реакции с образованием пар нейтрино и антинейтрино первых трех поколений эффекты образования пары нейтрино и антинейтрино четвертого поколения проявляются в послепороговом усилении сечения рождения одиночных фотонов [11] (см. рис.2). При поисках мезона Хиггса на ускорителях в случае существования тяжелых нейтрино возможно наблюдение интересной реакции

$$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$$

без адронов в конечном состоянии, причем эта мода может быть доминирующей.

Заметим, что если новая физика отсутствует примерно до шкалы Великого объединения, то из стабильности электрослабого вакуума и из отсутствия полюса Ландау в потенциале Хиггса следует сильное ограничение на массу четвертого нейтрино  $m < 220$  ГэВ [7], что также указывает на возможность поиска тяжелых нейтрино в современных ускорительных экспериментах.

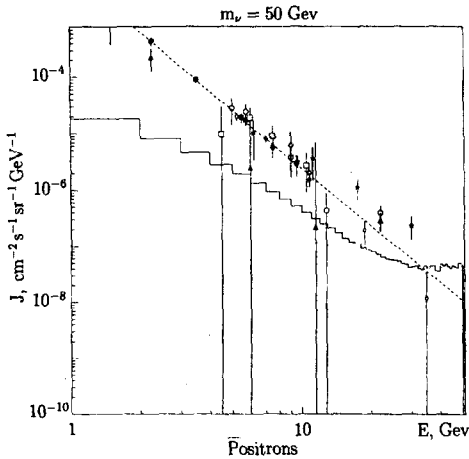


Рис.3. Результаты моделирования потоков позитронов от аннигиляции тяжелых нейтрино с массой  $m = 50$  ГэВ. Ссылки на экспериментальные данные приведены в работе [6]. Фактор увеличения плотности нейтрино в Галактике  $n_G/n = 1,25 \cdot 10^7$

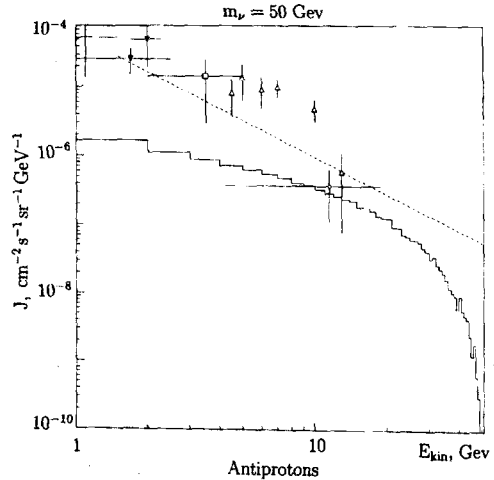


Рис.4. Результаты моделирования потоков антипротонов от аннигиляции тяжелых нейтрино с массой  $m = 50$  ГэВ. Ссылки на экспериментальные данные приведены в работе [6]. Фактор увеличения плотности нейтрино в Галактике  $n_G/n = 1,25 \cdot 10^7$

Планируемые эксперименты по измерению потоков позитронов и антипротонов космических лучей, в частности эксперимент *AMS*, [12], позволяют провести прямую проверку существования стабильного нейтрино с массой 50 ГэВ. Расчет методом Монте-Карло, подробное описание которого приведено в [6], показывает (см. рис.3, 4), что ожидаемый поток позитронов от реакции аннигиляции (2) может превышать ожидаемый позитронный фон космических лучей. Поиск эффектов (2) позволяет различить возможную физическую природу сигнала в подземном детекторе, не исключенного результатами эксперимента *DAMA*. Интерпретация такого сигнала на основе гипотезы о стабильной легчайшей суперсимметричной частице нейтралино  $\chi$  не может сопровождаться предсказанием заметного позитронного сигнала от аннигиляции нейтралино в гало Галактики. Дело в том, что для истинно нейтральной частицы, каковой должно являться нейтралино, реакция, аналогичная (2),

$$\chi + \chi \rightarrow e^+ + e^-, \quad (4)$$

в  $s$ -волне запрещена и может идти только в  $p$ -волне [13]. Для нерелятивистских нейтралино в гало Галактики  $v/c \leq 10^{-3}$ , и сечение реакции (4), пропорциональное  $(v/c)^2$ , сильно подавлено.

Интересно, что методы проверки рассматриваемой гипотезы на ускорителях и в экспериментах с космическими лучами взаимно дополняют друг друга. Если без-

размерная константа  $\alpha_{EW}$  взаимодействия четвертого нейтрино с  $Z$ -бозоном подавлена, то соответственно будут подавлены и эффекты рождения пар таких нейтрино на ускорителях. В то же время концентрация реликтовых нейтрино в гало Галактики пропорциональна закаленной концентрации этих нейтрино и обратно пропорциональна скорости их аннигиляции,  $r \sim (\sigma v)^{-1}$ . Потоки продуктов аннигиляции в реакциях (2) и (3) пропорциональны:  $F \sim n_\nu n_{\bar{\nu}} \sim r^2(\sigma v) \sim (\sigma v)^{-1} \sim \alpha_{EW}^{-2}$ , и поэтому эффекты такой аннигиляции усиливаются при уменьшении  $\alpha_{EW}$ . В обратном случае усиления константы  $\alpha_{EW}$  эти астрофизические эффекты соответственно ослабевают, но зато облегчается поиск четвертого нейтрино на ускорителях. Заметим, что при массе 50 ГэВ время жизни нейтрино  $\tau$ , превышающее возраст Вселенной  $t_U$ , предполагает весьма строгое сохранение заряда четвертого поколения. В частности, должны быть исключены вызывающие распад такого нейтрино за счет гравитационного взаимодействия эффективные операторы размерности 5, которые приводили бы к вероятности распада вида  $W \sim m_\nu^3/m_{Pl}^2$  с  $\tau \ll t_U$ .

Развитие рассматриваемой гипотезы предполагает анализ допустимых свойств и возможностей поиска эффектов существования стабильного кварка четвертого поколения, а также адронов, в состав которых он может входить. Представляет интерес изучить возможность совмещения существования четвертого поколения с развитой ранее моделью горизонтального объединения [14]. Такая возможность потребует выхода за пределы простейших моделей гетеротической струны, в которых ранг группы симметрии, выделяемой при компактификации, не позволяет включить калибровочную симметрию поколений [15]. Можно ожидать, что сочетание косвенных методов, экспериментальной, космологической и астрофизической проверки, позволит и в этом случае существенно сузить набор возможных вариантов таких моделей.

Работа выполнена при частичной поддержке НУЦ "Космион" в рамках раздела "Космомикрофизика", ГНТП "Астрономия. Фундаментальные исследования космоса", Международного проекта ASTRODAMUS, сотрудничества EUROKOS-AMS и Космион-ЕТНЗ. Авторы выражают признательность Р.Баттистону, Р.Бернабей, Г.Хоферу и А. Старобинскому за плодотворные обсуждения.

- 
1. М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен, *Теория суперструн*, М.: Мир, 1990.
  2. V.Barger and R.J.N.Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley, corrected addition, 1988.
  3. Ya.B.Zeldovich, A.A.Klypin, M.Yu.Khlopov, and V.M.Chechetkin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **31**, 664 (1980).
  4. D.Fargion, M.Yu.Khlopov, R.V.Konoplich, and R.Mignani, *Phys.Rev.* **D52**, 1828 (1995).
  5. D.Fargion, M.Yu.Khlopov, R.V.Konoplich, and R.Mignani, *JETP Lett.* **68**, 685 (1998).
  6. Yu.A.Golubkov and R.V.Konoplich, *Phys.Atom.Nucl.* **61**, 602 (1998).
  7. V.Novikov, hep-ph/9606318 (1996).
  8. R.Bernabei et al., *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **70**, 79 (1999).
  9. P.Sreekumar et al., astro-ph/9709257, 1997.
  10. D.Fargion, R.Konoplich, M.Grossi, and M.Khlopov, astro-ph/9809260, 1998.
  11. D.Fargion, M.Yu.Khlopov, R.V.Konoplich, and R.Mignani, *Phys.Rev.* **D54**, 4684 (1996).
  12. H.Hofer and F.Pauss, *Grav.Cosm.Suppl.* **4**, 56 (1998).
  13. M.S.Turner and F.Wilczek, *Phys. Rev.* **D42**, 1001 (1990).
  14. А.С.Сахаров, М.Ю.Хлопов, *ЯФ* **57**, 690 (1994).
  15. З.Г.Бережнани, М.Ю.Хлопов, *ЯФ* **51**, 1157 (1990).