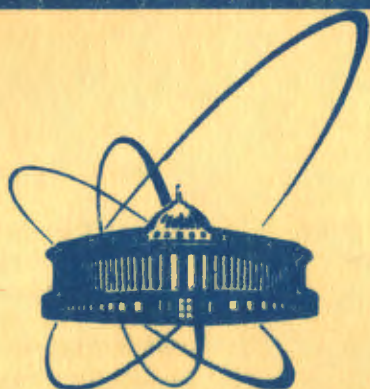


2/IV-84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1641/84

1-83-847

И.П.Недялков

ОБ ОДНОМ ВИДЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ,
ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ МЕЧЕНИИ НЕЙТРИНО

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивость, о которой идет речь в этой заметке, характеризуется тем, что при некоторых ситуациях ошибка, с которой реконструируются параметры отдельного меченого нейтрино, может оказаться большой. При этом имеется в виду нейтрино, помеченное на основе распадов $\pi(K) \rightarrow \mu + \nu$, в которых измеряются отдельно четырехимпульс $p_0 = (\vec{p}_0, E_0)$ каждого родительского мезона и четырехимпульс $p_1 = (\vec{p}_1, E_1)$ мюона, родившегося вместе с нейтрино^{/1/}. Если θ_1 - угол разлета мюона, т.е. угол, который определяют векторы \vec{p}_0 и \vec{p}_1 , а четырехимпульс меченого нейтрино $p_2 = (\vec{p}_2, E_2)$ вычисляется по формуле $p_2 = p_0 - p_1$, то неустойчивость возникает при тех реакциях, при которых θ_1 имеет определенное критическое значение θ_1^* или значение, близкое к θ_1^* . Иначе говоря, если $\theta_1^* - \theta_1 \ll \theta_1^*$, то небольшое приращение $\delta\theta_1$ угла θ_1 , под которым вылетает мюон, приводит к значительному изменению $\delta\theta_2$ - угла θ_2 , под которым вылетает нейтрино.

Результаты этого исследования можно использовать в том случае, когда нейтрино помечено и другим способом, при котором p_1 измеряется отдельно при каждом распаде, тогда как p_0 не измеряется для каждой отдельной частицы, а берется равным среднему четырехимпульсу пучка родительских мезонов^{/2/}.

При способе мечения по^{/2/} нет надобности принимать особые меры для уменьшения фона в нейтринном детекторе, тогда как в^{/1/} предполагается, что фон очень мал. Поэтому мечение по^{/1/} можно применить либо при изучении строения Земли при помощи нейтрино, которые регистрируются глубоководным детектором^{/3/}, либо в тех случаях, когда местность позволяет /как, например, в ЦЕРНе/ спрятать нейтринный детектор от космических и атмосферных мюонов в туннеле под высокой горой^{/3/}. В дальнейшем изложении будем иметь в виду только способ мечения по^{/1/}, причем всегда будем предполагать, что нейтринный пучок генерирован монохроматическим пучком пионов. Обобщение на случай нехроматического пучка, содержащего пионы и каоны, не связано с преодолением принципиальных трудностей^{/4/}.

На существование неустойчивости при мечении нейтрино было обращено внимание в^{/4/}. Здесь рассмотрим несколько вопросов, связанных с этим видом неустойчивости и возникающих при изучении структуры Земли при помощи нейтринных экспериментов^{/3,5/}. Следуя терминологии, предложенной в^{/5/}, эти эксперименты будем называть ГЕОСКАН I. Как в версии ГЕОСКАНа по^{/5/}, которую будем называть ГЕОСКАН I, так и в версии по^{/3/}, которую будем обозна-

чать как ГЕОСКАН II, предполагается, что известно из измерений ослабление нейтринного пучка, прошедшего через Землю. Задавая ослабление как функцию направления пучка тем или другим способом, судят о распределении плотности Земли, что очень облегчает изучение ее структуры. Как в ^{3/}, так и в ^{5/}, предполагается, что нейтринный пучок создается ускорителем с энергией протонов в интервале примерно от 1 до 20 ТэВ, а его ослабление измеряется либо одним детектором ^{3/}, либо двумя ^{5/}.

В ^{3/} предполагается, что пучок состоит из меченых нейтрино. Далее покажем, что, если пучок меченых нейтрино широк, т.е. его поперечные размеры в несколько раз больше, чем поперечные размеры детектора**, неустойчивость не создает проблем. Если же оба поперечных размера /пучка и детектора/ одинакового порядка, неустойчивость надо учитывать. Мы остановимся коротко и на вопросе о повышении пропускной способности детектора меченых нейтрино, где тоже необходимо учитывать неустойчивость. Последний пункт, который рассмотрим, касается ГЕОСКАНА I.

В ^{5/} рассмотрена версия ГЕОСКАНА I, при которой пучок состоит из немеченых нейтрино. При расчетах принимается во внимание только роль пионов - вклад каонов не учитывается. Неколлимированность пучка родительских мезонов тоже не учитывается.

В этой работе предлагается заменить в ГЕОСКАНе I, пучок немеченых нейтрино пучком меченых нейтрино. Это приведет к тому, что продолжительность эксперимента увеличится, оставаясь все же в разумных пределах. Но зато будет автоматически решен вопрос об учете вклада каонов и, кроме того, рассмотрены проблемы коллимированности пучка родительских мезонов.

Перед тем как приступить к обсуждению этих вопросов, исходя из работы ^{4/}, рассмотрим кратко, в чем состоит проблема неустойчивости меченых нейтринных пучков.

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО, ГЕНЕРИРОВАННЫХ В РАСПАДЕ $\pi(K) \rightarrow \mu + \nu$

Рассмотрим случай, когда θ_2 при данном конкретном распаде вычисляется исходя из E_0 и θ_1 , значения которых известны из измерений. Удобно записать соответствующую зависимость неявно в ультрарелятивистском пределе ^{4/}:

* В ^{5/} предлагается измерять нейтринный пучок после его выхода из Земли несколькими детекторами. Один детектор D_{on} будет расположен на оси пучка, а три других D_{off} - в сторону от оси, на равных расстояниях от D_{on} . Мы говорим о двухдетекторном способе, так как все три детектора D_{off} имеют идентичные функции.

** Не надо путать с понятием широкий пучок в смысле широкополосный пучок (wide band beam).

$$\theta_1 = - \frac{\theta_2}{m_1^2/m_0^2 + \theta_1^2/\psi^2}, \quad /1/$$

где m_1 - масса мюона, m_0 - масса родительского мезона, $\psi = m_0/E_0$ - серединный угол нейтринного пучка, генерированного монохроматическим пучком родительских мезонов с энергией и массой m_0 . Из /1/ следует, что если $\theta_2 \ll \psi$, то

$$\theta_2 = \frac{m_1^2}{m_0^2} \theta_1. \quad /2/$$

При нарастании θ_2 до значения

$$\theta_2^* = \frac{m_1}{m_0} \psi \quad /3/$$

угол θ_1 также растет и при $\theta_1 = \theta_1^*$, где

$$\theta_1^* = \frac{m_0}{2m_1} \psi \quad /4/$$

достигает своего максимального значения θ_2^* .

При дальнейшем нарастании θ_2 угол θ_1 опять уменьшается.

Из /2/ следует, что если $\theta_1 \ll \theta_1^*$, ошибка $\delta\theta_1$ в измерении θ_1 приводит к ошибке $\delta\theta_2$ вычисления θ_2 того же порядка. Однако, если θ_1 имеет значение из окрестности θ_1^* , то это не так. В самом деле, если положим $\theta_1 = \theta_1^* + \chi_1$ и $\theta_2 = \theta_2^* + \chi_2$, то из /1/ при $\chi_1 \ll \theta_1^*$ и при $E_0 = \text{const}$ получим

$$\frac{\chi_2}{\psi} = \pm 2 \left(\frac{m_1}{m_0} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\chi_1}}{\psi}. \quad /5/$$

Поэтому, если χ_1 измерено с ошибкой $\delta\chi_1$, то ошибка определения χ_2 будет

$$\delta\chi_2 = \pm \left(\frac{m_1}{m_0} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\psi} \delta\chi_1}{\sqrt{\chi_1}}. \quad /6/$$

Из /6/ следует, что для каждого $\delta\chi_1 > 0$ можно найти такие значения χ_1 , чтобы $\delta\chi_2 \rightarrow \infty$. Именно в этом смысле в работе говорится, что когда θ_1 находится в окрестности θ_1^* , процесс меченых нейтрино неустойчив. Далее увидим, что в действительности дела обстоят не так плохо, но что тем не менее игнорирование неустойчивости меченых может привести к большим ошибкам.

Учет ошибки δE_0 измерения E_0 не вносит ничего существенно нового. Он сводится к небольшим изменениям θ_1^* , θ_2^* , χ_2 и $\delta\chi_2$. Как видно из формул /3/, /4/, /5/ и /6/, эти изменения вызываются изменениями выражения $\psi = m_0/E_0$ при замене E_0 на $E_0 + \delta E_0$.

Как было сказано выше, далее будет рассмотрено несколько экспериментальных ситуаций, при которых вопрос об устойчивости мечения представляет определенный интерес.

3. ГЕОСКАН II С ШИРОКИМ НЕЙТРИННЫМ ПУЧКОМ

Пусть 2ϕ - угол, под которым виден детектор из источника нейтринного пучка. Если нейтринный пучок генерируется ускорителем с энергией протонного пучка $E_p = 1$ ТэВ, а в качестве детектора используется большой DUMAND с размерами порядка $1 \text{ км} \times 1 \text{ км} \times 1 \text{ км}$, то при просвечивании Земли нейтринным пучком можно положить в среднем $\psi \approx 3\phi$. Это означает, что нейтринный пучок окажется "широким" для данного детектора.

Как следует из /3/, в таком случае критическое значение θ_2^* находится довольно далеко от детектора, и поэтому неустойчивость мечения не будет иметь существенного значения.

4. ГЕОСКАН II С НЕЙТРИННЫМ ПУЧКОМ НОРМАЛЬНОЙ ШИРИНЫ

Если $\phi \approx \psi$, будем считать, что пучок имеет нормальную ширину. По-видимому, она близка к оптимальной. В самом деле, если $\psi \gg \phi$, то пучок используется плохо, тогда как в противоположном случае детектор используется плохо. Представляется вероятным, что эксперименты с энергиями E_p протонного пучка 3, 10 и 20 ТэВ будут проводиться с пучками нормальной ширины.

Если $\psi \approx \phi$, то и $\theta_2^* \approx \phi$, и эффект неустойчивости должен проявиться. Насколько велик этот эффект? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим два характерных значения числа ζ , равного частному относительной ошибки $\delta\theta_2/\psi$ и относительной ошибки $\delta\theta_1/\psi$. Кроме того, сделаем предположение, что $\delta\theta_1/\psi \approx 0,01$ для всех значений $\theta < \theta_1 < \theta_1^*$. Оценим ζ в двух случаях: при $\theta_1 \rightarrow 0$ и при $\theta_1 \rightarrow \theta_1^*$.

Из /2/ следует, что при $\theta_1 \rightarrow 0$, $\zeta \approx 0,6$.

Рассмотрим противоположный случай $\theta_1 \rightarrow \theta_1^*$. Поскольку при $\theta_1 \rightarrow \theta_1^*$, ошибка $\delta\theta_1$ совпадает с χ_1 , а так как $\phi \approx \psi$, то $\chi_1/\psi \approx 0,01$. Отсюда, согласно /5/, следует, что $\chi_2/\psi \approx 0,08$. Но при $\theta_1 \rightarrow \theta_1^*$ ошибка $\delta\theta_2$ обозначена через χ_2 , и так как $\psi \approx \phi$, то $\delta\theta_2/\psi \approx 0,08$, т.е. при $\theta_1 \rightarrow \theta_1^*$ имеем $\zeta = 8$. Это и есть максимальное значение ζ , которое обозначим через ζ_m .

Поскольку $\zeta = \zeta_m \approx 8$ является самым неблагоприятным случаем, то ясно, что на практике эффект неустойчивости не так плох, как казалось бы, если бы мы имели в виду /6/, где $\zeta_m = \infty$. Однако, если учесть, что $\zeta \approx 0,6$ при $\theta_1 \rightarrow 0$, то ясно, что факт возможного повышения ζ от $\zeta \approx 0,6$ до $\zeta = \zeta_m \approx 8$, что приведет к большим потерям доверительного объема детектора, должен настораживать. Тем более, что по оценкам /5/ стоимость проекта ГЕОСКАН будет

порядка миллиарда долларов. Из всего сказанного ясна актуальность вопроса об изучении возможностей уменьшения эффекта неустойчивости мечения. Однако этот вопрос необходимо рассматривать комплексно с оптимизацией всего эксперимента ГЕОСКАН - задача, выходящая за рамки настоящего исследования.

5. ДЕТЕКТОРЫ МЕЧЕНЫХ И ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ НЕЙТРИНО

Меченые нейтрино могут быть либо идентифицированы, либо неидентифицированы. Первый случай реализуется при небольших потоках нейтрино. Тогда интервал времени между двумя последовательно рожденными нейтрино большой, так что возможно с достаточной уверенностью определить, какое из рожденных в генераторе нейтрино соответствует данному зарегистрированному в детекторе нейтрино. При очень больших потоках такая процедура невозможна, и мы будем говорить о неидентифицируемых меченых нейтрино.

Поскольку при мечении согласно /3/ четырехимпульс нейтрино известен с ошибкой порядка одного процента и меньше, то в этом случае выгодно работать с идентифицированными нейтрино. Используя тот факт, что при мечении по /3/ направление и время рождения нейтрино известны с большой точностью, в /6/ показано, что детектор меченых и идентифицированных нейтрино может достичь большой пропускной способности порядка от 10^8 до 10^9 с^{-1} .

Формула для N_ν в /6/ выводилась в предположении, что поток нейтрино имеет одинаковые характеристики во всех точках детектора, т.е. что, например, при $\delta\theta_1 = \text{const}$, $\delta\theta_2$ одинаково во всем интервале $0 < \theta_2 < \phi$. Поскольку в /6/ предполагалось, что $\psi \approx \phi$, то, согласно п.4 настоящей работы, это означает, что полученные в /6/ результаты верны с точностью до одного порядка, скорее, с точностью до множителя 2 или 3. Однако метод, предложенный в /6/ с незначительным обобщением, может быть приспособлен и для случая, когда $\delta\theta_2$ зависит от θ_2 , т.е. когда учитывается неустойчивость мечения.

6. ГЕНЕРИРОВАНИЕ МЕЧЕНЫХ, НО НЕИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ НЕЙТРИНО. ПРИЛОЖЕНИЕ К ГЕОСКАН I и II

При постепенном увеличении N_ν может оказаться, что мечение нейтрино все еще возможно и желательно, но идентифицирование прореагировавших в детекторе нейтрино либо невозможно, либо нецелесообразно. В таких случаях будем говорить о меченых, но неидентифицированных нейтрино.

Рассмотрим несколько подробнее процесс генерации меченых, но неидентифицированных нейтрино. Как сказано выше, они будут генерированы на устройстве, описанном в /3/. Это устройство состоит в основном из блока MS $\pi(K)$, в котором измеряется четырех-

импульс каждого родительского мезона, из распадного объема DT, в котором распадаются родительские мезоны и в котором вычислительно-измерительный комплекс измеряет параметры, характеризующие каждую из реакций $\pi(K) \rightarrow \mu + \nu$ и из блока MS $_{\mu}$, где измеряется четырехимпульс p_{μ} мюонов.

Имея в виду возможные приложения в ГЕОСКАН I и II и в других случаях, целесообразно организовать следующим образом сбор информации о пучках меченых, но неидентифицированных нейтрино. В DT на основе накопленной статистики определяются плотность вероятностных распределений $W_{DT}(\vec{r}, t; \pi)$ и $W_{DT}(\vec{r}, t; K)$ того, что в точке из DT с радиус-вектором \vec{r} и в момент t происходит распад некоторого пиона, соответственно каона. Далее, используя уже известные функции $W_{DT}(\vec{r}, t; \pi)$ и $W_{DT}(\vec{r}, t; K)$, вычисляют плотности вероятностей $W(\vec{r}, t; p_e)$, $W(\vec{r}, t; p_{\pi})$, $W(\vec{r}, t; p_K)$ и $W(\vec{r}, t; p_{\mu})$ того, что во всем пространстве, занимаемом генератором меченых нейтрино, можно обнаружить электроны, пионы, каоны и мюоны, которые имеют четырехимпульсы p_e , p_{π} , p_K и p_{μ} соответственно. И, наконец, на основе этой информации необходимо вычислить плотность вероятности того, что в момент t родились электронные и мюонные нейтрино: $W(t; p_{\nu_e})$ и $W(t; p_{\nu_{\mu}})$ с четырехимпульсами p_{ν_e} и $p_{\nu_{\mu}}$ соответственно. Аргумент \vec{r} здесь опущен, поскольку имеются в виду эксперименты ГЕОСКАН I и II, где масштаб, длина которого - порядка размеров Земли, гораздо больше размеров генератора нейтрино.

Может оказаться, что быстроедействие измерительно-вычислительного комплекса недостаточно для того, чтобы следить за каждой из реакций $\pi(K) \rightarrow \mu + \nu$. В таком случае статистические ансамбли, на основе которых вычисляются $W(t; p_{\nu_e})$ и $W(t; p_{\nu_{\mu}})$, могут содержать информацию только части распадов - именно такое количество информации, которое возможно обработать при имеющемся быстродействии вычислительных машин.

Как само собой разумеется, при определении $W(t; p_{\nu_e})$ и $W(t; p_{\nu_{\mu}})$ необходимо учитывать неустойчивость мечения, о которой шла речь выше.

Теперь кратко остановимся на экспериментах ГЕОСКАН I и II, в которых можно было бы использовать меченые, но неидентифицированные нейтрино. Эта возможность, на которую обращено внимание в ^{7/}, заманчива, так как здесь сочетаются два полезных свойства. С одной стороны, поток N_{ν} может быть довольно интенсивен, с другой - плотности распределения $W(t; p_{\nu_e})$ и $W(t; p_{\nu_{\mu}})$ можно было бы определить достаточно точно.

Далее сделаем несколько замечаний, касающихся модифицированных экспериментов ГЕОСКАН I и II.

а/ Двухдетекторный способ ^{5/} измерения ослабления нейтринного пучка при прохождении через Землю сводится к измерению разницы интенсивностей в двух детекторах - один D_{on} на оси пучка, другой D_{off} - вне оси пучка. В ^{5/} предложен способ выбора оптимального положения D_{off} . Имея в виду сказанное в п.4 о влиянии неустой-

чивости мечения при выборе положения D_{off} , необходимо использовать другую, более общий критерий оптимальности, чем в ^{5/}.

б/ Кроме мюонных нейтрино ^{5,7/}, можно использовать еще и электронные нейтрино, полученные при распаде мюонов и части каонов.

в/ В ^{4/} путем применения ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$ в различных пропорциях извлекается информация о распределении протонной и нейтронной плотности Земли. Можно было бы несколько усовершенствовать этот способ, добавляя к ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$ также ν_e и $\bar{\nu}_e$.

г/ Если желательно уменьшить эффект от большого числа электронных нейтрино, целесообразно при помощи подходящих магнитов, поставленных за блоком MS $_{\mu}$, отклонить поток мюонов так, чтобы после их распада существенная часть электронных нейтрино пролетала в стороне от детектора.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован особый вид неустойчивости, который возникает при мечении нейтрино. В некоторых типичных ситуациях эта неустойчивость приводит к увеличению ошибок определения параметров мечения на порядок. Поэтому ее возможные проявления необходимо тщательно изучать, как при меченых нейтрино, которые идентифицируются в детекторе, так и при мечении, при котором нейтрино не идентифицируются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nedyalkov I.P. JINR, E1-81-654, Dubna, 1981.
2. Денисов С.П. и др. Препринт ИФВЭ-81-98, Серпухов, 1981.
3. Nedyalkov I.P. Proc. of the Conference Neutrino 82 Hungary 14-20, VI.1982 part I, p. 300.
4. Nedyalkov I.P. Comptes Rend. de l'Acad Bulg., 1982, 35, No.6.
5. de Rujula A., Glashow S., Wilson R. Charpak. Preprint HUTP-83/A019. Harvard University, 1983.
6. Nedyalkov I.P. Comptes Rend de l'Acad. Bulg. des Sc. 1983, 36, No. 5.
7. Nedyalkov I.P. Comptes Rend de l'Acad. Bulg. des Sc. 36, 1983, No. 12.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 декабря 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды V Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Недялков И.П. 1-83-847
Об одном виде неустойчивости, возникающей при мечении нейтрино

Рассматривается задача о точности определения угла θ_2 , под которым вылетает меченое нейтрино. Оказывается, что в окрестности некоторого критического значения θ_2^* ошибка, с которой вычисляется этот угол, резко возрастает, т.е. процесс мечения становится неустойчивым. Как показано в работе, эту особенность меченых нейтрино необходимо учитывать, в частности, при нейтринных экспериментах по определению строения Земли.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Nedyalkov I.P. 1-83-847
About One Type of Instability Appearing during Neutrino Labeling

The problem about the accuracy of determining angle θ_2 under which labeled neutrino flies out is considered. It turns out that in the vicinity of a certain critical value θ_2^* the error with which this angle is calculated, grows sharply, that is the labeling process becomes unstable. It is shown that this special feature of labeled neutrinos should be taken into account, in particular, at neutrino experiments on the determination of the Earth's structure.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automatization, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.