РАЗДЕЛ I. ФИЗИКА

Алекперова Н.Я.¹, Гусейнова Ф.С.², Мамедова Т.М.², Гафарова В.А.²
 Состояние продольной поляризации заряженных лептонов и антилептонов

¹Нахчыванский Государственный Университет

²Батабатская Астрофизическая Обсерватория Нахчыванского отделения НАН
 Азербайджана
 (Азербайджан, Нахчыван)

doi:10.18411/sciencepublic-12-07-2019-01

idsp: sciencepublic-12-07-2019-01

Аннотация

В работе рассмотрено состояние продольной поляризации заряженных лептонов и антилептонов, возникающих на произвольном уровне Ландау. Проанализировано эффективное сечение этого процесса и рассчитана асимметрия спина. Сделана оценка числа асимметрии.

Ключевые слова: Уровни Ландау, асимметрия, спин, эффективные сечения.

Abstract

The state of longitudinal polarization of charged leptons and antileptons arising at an arbitrary Landau level is considered in this paper. The effective cross section of this process is analyzed and the spin asymmetry is calculated. A numerical estimate of asymmetry is made.

Key words: Landau level, asymmetry, spin, effective cross.

Анализ эффективного сечения процессов и спиновая асимметрия заряженных лептонов и антилептонов в состоянии продольной поляризации:

Рассчитаем R_0 – количество импульсов нейтрино и антинейтрино в различных кинематиках. Когда нейтрино двигаются вдоль поля и антинейтрино в противоположном полю направлении, для количества R_0 верно следующее выражение:

$$R_0(\vartheta = 0, \vartheta' = \pi) = 8r_2 I_2^2 \quad (1)$$

Когда нейтрино двигаются в противоположном полю направлении, а антинейтрино вдоль поля, количество R_0 принимает следующее выражение [1]:

$$R_0(\vartheta = \pi, \vartheta' = 0) = 8r_2 I_2^2 \quad (2)$$

(1) и в соответствии с выражениями (2) вхождение спиновых коэффициентов r_2 и r_1 показывает, что

$$(2) \quad \sigma = \frac{G_F^2 e H \omega \omega'}{4\pi k k'} \sum_{n, n'=0}^{\infty} \sum_i \frac{E_i E_i'}{|E_i' p_{zi} - E_i p_{zi}|} (1 - f_{L-})(1 - f_{L+}) R_0 =$$

$$= \frac{G_F^2 e H}{4\pi [1 - \sin\vartheta \sin\vartheta' \cos(\alpha - \alpha') - \cos\vartheta \cos\vartheta']} \sum_{n, n'} \sum_i \frac{E_i E_i'}{|E_i' p_{zi} - E_i p_{zi}|} (1 - f_{L-})(1 - f_{L+}) R_0. \quad (3)$$

эффективное сечение процессов, приведенное в формуле, чувствительно к состояниям спинов заряженных лептонов последнего положения. С другой стороны, как в случае $\vartheta = 0, \vartheta' = \pi$, так и в случае $\vartheta = \pi, \vartheta' = 0$ заряженные лептоны и заряженные антилептоны последнего положения не могут зародиться на произвольном уровне Ландау. Например, в случае $\vartheta = \pi$ и $\vartheta' = 0$ заряженные антилептоны зарождаются на основном уровне Ландау ($n=0, p_z=0, \zeta=+1$), заряженные лептоны – на первом уровне Ландау ($n' = 1$). В этом случае получается

$$r_1(n = 0, p_z = 0, \zeta = +1, n' = 1) = \frac{1}{4} (1 - \sigma' \zeta')(1 + v' \zeta') \quad (4)$$

Поскольку спиновый коэффициент r_1 определяет эффективное сечение, из его выражения мы можем прийти к такому выводу, что эффективное сечение процессов различается в зависимости от спиновой ориентации заряженных лептонов. В это время появляющаяся по спине асимметрию [2]

$$A = \frac{\sigma(n=0, n'=1, \zeta'=+1) - \sigma(n=0, n'=1, \zeta'=-1)}{\sigma(n=0, n'=1, \zeta'=+1) + \sigma(n=0, n'=1, \zeta'=-1)} = \frac{v' - \sigma'}{1 - v' \sigma'} \quad (5)$$

Можно определить в соответствии с формулой. Для конкретной численной оценки асимметрии посмотрим на процесс $\nu_\mu + \nu_e \rightarrow \mu^- + e^+$ в нейтронных звездах и примем.

$$p_z' \approx m_e, eH = m_e^2, \quad (6)$$

$$eH \ll m_\mu^2, p_z'^2 \ll m_\mu^2, \quad (7)$$

В этом случае получается

$$\sigma' = 0, v' = \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (8)$$

и для асимметрии

$$A \approx 0.58(58\%) \quad (9)$$

получается. Это означает, что, когда нейтрино мюона двигаются в противоположном полю направлении, а антинейтрино электрона двигаются в направлении поля, за счет процесса $\nu_\mu + \tilde{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$ позитроны возникают на основном уровне Ландау, а на первом уровне Ландау образование мюонов с «правой» поляризацией преобладает по сравнению с образованием мюонов с «левой» поляризацией [4].

Угловая симметрия заряженных лептонов и антилептонов в состоянии продольной поляризации.

Различные зависимости эффективного сечения процессов аннигиляции различных видов нейтрино и антинейтрино и заряженных лептонов и антилептонов в магнитном поле от полярных и азимутальных углов импульсов нейтрино и антинейтрино показывают, что эффективное сечение асимметрично в зависимости от инверсии направления импульсов нейтрино и антинейтрино. Если мы примем $p_z \cong 0, p_z' \cong 0$ для расчета асимметрии в относительно простом случае, то $v = 0$ и $v' = 0$. В этом случае для асимметрии получается следующее простое выражение.

$$A = \frac{\sigma(n=0, n'=1, \zeta'=+1) - \sigma(n=0, n'=1, \zeta'=-1)}{\sigma(n=0, n'=1, \zeta'=+1) + \sigma(n=0, n'=1, \zeta'=-1)} \quad (10)$$

Здесь

$$\sigma_1 = \sigma(n=1), \quad (11)$$

$$\sigma_2 = \sigma(n=2), \quad (12)$$

$$\sigma_1' = \sigma'(n'=1), \quad (13)$$

$$\sigma_2' = \sigma'(n'=2). \quad (14)$$

Как видно из этого выражения, асимметрия чувствительна к состояниям поляризации заряженных лептонов. Если $\zeta = +1, \zeta' = +1$, то асимметрия рассчитывается

$$A = \frac{\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_1' - \sigma_2' + \sigma_1 \sigma_2 - \sigma_1' \sigma_2'}{2 + \sigma_1 + \sigma_2 - (\sigma_1 + \sigma_2) - (\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1' \sigma_2')} \quad (15)$$

по формуле, если $\zeta = +1, \zeta' = -1$

$$A = \frac{\sigma_1 - \sigma_2 - (\sigma_1' - \sigma_2') - (\sigma_1 \sigma_2 - \sigma_1' \sigma_2')}{2 + \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1' + \sigma_2' + \sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1' \sigma_2'} \quad (16)$$

по формуле, если $\zeta = -1, \zeta' = +1$

$$A = \frac{-(\sigma_1 - \sigma_2) + \sigma_1' - \sigma_2' - (\sigma_1 \sigma_2 - \sigma_1' \sigma_2')}{2 - (\sigma_1 + \sigma_2) - (\sigma_1' + \sigma_2') - \sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1' \sigma_2'} \quad (17)$$

по формуле, если $\zeta = -1, \zeta' = -1$

$$A = \frac{-(\sigma_1 - \sigma_2) - (\sigma_1' - \sigma_2') + (\sigma_1 \sigma_2 - \sigma_1' \sigma_2')}{2 - (\sigma_1 + \sigma_2) + \sigma_1' + \sigma_2' - (\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1' \sigma_2')} \quad (18)$$

по формуле. Оценим асимметрию для нейтронной звезды. Если принять во внимание $N = N_0$ для нейтронной звезды, то для параметров $\sigma_1, \sigma_2, \sigma'_1, \sigma'_2$ получаем следующие значения[3]:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &\cong 0,817 \\ \sigma_2 &\cong 0,894 \\ \sigma'_1 &\cong 0,007 \\ \sigma'_2 &\cong 0,010\end{aligned}$$

Результаты численной оценки, проведенной для асимметрии, в процентах представлены в таблице.

Таблица.

Значения асимметрии (A), соответствующие различным спиновым состояниям ζ, ζ' , указанные в процентах

	$\zeta = +1,$ $\zeta' = +1$	$\zeta = +1,$ $\zeta' = -1$	$\zeta = -1,$ $\zeta' = +1$	$\zeta = -1,$ $\zeta' = -1$
A	-2,2%	-1,9%	26,6%	26,7%

Как видно из таблицы, для процесса $\nu_\mu + \bar{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$ самая большая асимметрия – в состоянии образования позитронов с «левой» поляризацией. Выражаясь точнее, асимметрия, существующая между возникновением позитронов с «левой» поляризацией на втором уровне Ландау и мюонов на первом уровне Ландау при движении нейтрино мюона по направлению поля, а антинейтрино электрона – в противоположном полю направлении, и возникновением позитронов с «левой» поляризацией на первом уровне Ландау и мюонов на втором уровне Ландау, если нейтрино мюона двигаются в противоположном магнитному полю направлении, а антинейтрино электрона – по направлению поля, составляет примерно 27% [2].

Влияние факторов окружающей среды на спины заряженных лептонов и антилептонов в состоянии продольной поляризации:

Для оценки влияния факторов окружающей среды на процессы аннигиляции заряженных лептонов и антилептонов различными видами нейтрино и антинейтрино в случае продольной поляризации спинов лептонов и антилептонов, в среде магнитной звезды, рассмотрим конкретный процесс $\nu_\mu + \bar{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$. Сравним эффективное сечение возникновения заряженных лептонов на втором уровне Ландау ($n' = 2$), а заряженных антилептонов на первом уровне Ландау ($n = 1$) в результате процессов аннигиляции заряженных лептонов и антилептонов различными видами нейтрино и антинейтрино при движении их по плоскости Оху навстречу друг другу ($\alpha' = \alpha + \pi$), с эффективным сечением возникновения заряженных лептонов на первом уровне Ландау ($n' = 1$), а заряженных антилептонов на втором уровне Ландау ($n' = 2$) в результате этих же процессов.

$$\frac{\sigma(\vartheta=\pi/2, \vartheta'=\pi/2, \alpha'=\alpha+\pi, n=1, n'=2)}{\sigma(\vartheta=\pi/2, \vartheta'=\pi/2, \alpha'=\alpha+\pi, n=2, n'=1)} = \frac{f_{12} r_1}{f_{21} r_2}. \quad (19)$$

Здесь множители f_{12} и f_{21} являются статистическими факторами, которые соответствуют различным значениям квантовых чисел n и n' и определяются функциями распределения Ферми-Дирака заряженных лептонов и заряженных антилептонов, они назначаются как указано ниже:

$$f_{12} = f_{12}(n = 1, n' = 2) = [1 - f_{l+}(n = 1)][1 - f_{l-}(n' = 2)], \quad (20)$$

$$f_{21} = f_{21}(n = 2, n' = 1) = [1 - f_{l+}(n = 2)][1 - f_{l-}(n' = 1)], \quad (21)$$

Коэффициент f_{12}/f_{21} в выражении (19) – это множитель, учитывающий влияние среды [1].

Если нейтрино и антинейтрино движутся навстречу друг другу ($\alpha' = \alpha + \pi$) в плоскости Оху, спины мюонов и позитронов в результате процесса $\nu_\mu + \bar{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$

поляризуются продольно, а мюоны возникают на втором уровне Ландау ($n = 2$), а позитроны – на первом уровне Ландау ($n = 1$), то для эффективного сечения рассматриваемого процесса для среды магнетара берется следующее простое выражение:

$$\sigma = 2\sigma' \frac{\xi(1+\xi)^{1/2}}{1+\sqrt{2}\left(1+\frac{m_e}{m_\mu}\xi\right)^{1/2}} r_1 \left[1 - \frac{1}{e^{\frac{\sqrt{2}m_e(1+\xi)^{1/2}+\mu}{T}} + 1} \right] \left[1 - \frac{1}{e^{\frac{m_\mu-\mu'}{T}} + 1} \right]. \quad (22)$$

Здесь

$$\sigma' = \frac{\sqrt{2}G_F^2 m_e^2}{16} \quad (23)$$

и $\mu(\mu')$ – химический потенциал газа позитрона (мюона).

Из сравнения выражения (22) для рассматриваемого процесса с соответствующим выражением, полученным для состояния поперечной поляризации, получается нижеследующее отношение:

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_l} = \frac{\tau_1}{r_1} \quad (24)$$

Для конкретной оценки посмотрим на процесс $\nu_\mu + \tilde{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$, происходящий в магнетарах. Если в состоянии продольной поляризации позитроны поляризуются «слева», а мюоны «справа», в состоянии поперечной поляризации спины позитронов направлены противоположно полю, а спины мюонов – по полю, для отношения σ_t/σ_l мы получаем нижеуказанное простое соотношение:

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_l} = \frac{\tau_1(\zeta=-1, \zeta'=+1)}{r_1(\zeta=-1, \zeta'=+1)} = \frac{(1-\nu)(1-\nu')(1+\beta)(1+\beta')}{(1-\sigma)(1-\sigma')(1+\nu)(1-\nu')} \quad (25)$$

Для среды магнетара ($H = 10^{12} H_0$), для параметров, входящих в вышеприведенную формулу получаются следующие значения: $\sigma(n=1) \cong 0,964$, $\sigma'(n=2) \cong 0$, $\nu(n=1) \cong 0,071$, $\nu'(n=2) \cong (m_e/m_\mu) \ll 1$, дает значение $\nu(n=1) \cong 0,070$, $\nu'(n=2) \cong 0,050$, $\beta(n=1) \cong 0,100$ и $\beta(n=2) \cong 1$ и для отношения σ_t/σ_l получается следующее числовое значение:

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_l} \cong 49,846 \cong 50 \quad (26)$$

Это означает, что в процессе $\nu_\mu + \tilde{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$, происходящем в магнетарах, когда позитроны образуются на первом уровне Ландау, а мюоны – на втором уровне Ландау, вероятность возникновения позитронов с «левой» поляризацией и мюонов с «правой» поляризацией примерно в 50 раз меньше вероятности возникновения позитронов со спинами, направленными противоположно полю и мюонов со спинами, направленными по полю [3].

Выводы:

Когда нейтрино мюона двигаются в противоположном полю направлении, а антинейтрино электрона двигаются в направлении поля, за счет процесса $\nu_\mu + \tilde{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$ позитроны возникают на основном уровне Ландау, а на первом уровне Ландау образование мюонов с «правой» поляризацией преобладает по сравнению с образованием мюонов с «левой» поляризацией, и в это время возникающая асимметрия составляет 58%.

Асимметрия, существующая между возникновением за счет процесса $\nu_\mu + \tilde{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$ позитронов с «левой» поляризацией на втором уровне Ландау и мюонов с «правой» поляризацией на первом уровне Ландау, при движении нейтрино мюона в магнитном поле в противоположном ему направлении, а нейтрино электрона – по направлению поля, и возникновением позитронов с «левой» поляризацией на первом уровне Ландау и мюонов на втором уровне Ландау, если нейтрино мюона двигаются в противоположном магнитному полю направлении, а антинейтрино электрона – по направлению поля, составляет примерно 27%.

В процессе $\nu_\mu + \bar{\nu}_e \rightarrow \mu^- + e^+$, происходящем в магнетарах, когда позитроны образуются на первом уровне Ландау, а мюоны – на втором уровне Ландау, эффективное сечение возникновения позитронов с «левой» поляризацией и мюонов с «правой» поляризацией примерно в 50 раз меньше эффективного сечения возникновения позитронов со спинами, направленными противоположно полю и мюонов со спинами, направленными по полю.

1. Ченг Т.-М., Ли Л.-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц. Пер. с англ. М.: Мир, 1987, 624 с.
2. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. 2-е изд., перераб. и доп. М: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1988, 272 с.
3. Паули В. К старой и новой теории нейтрино. Теоретическая физика XX ве-ка. Памяти Вольфганга Паули. М: Иностранная литература, 1962, с.386-412.
4. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М: Наука, 1990, 346 с.