

GÜCLÜ MAQNİTLƏŞMİŞ ULDUZLARDA NEYTRİNO-ANTİNEYTRİNO  
CÜTLƏRİNİN YÜKLÜ LEPTON-ANTİLEPTON CÜTLƏRİNƏ  
ANNİHİLYASIYASI: POLYARLAŞMA EFFEKTLƏRİ

V.A.HÜSEYNOV\*, N.Y.ƏKBƏROVA\*\*, R.E.QASIMOVA\*\*

*Naxçıvan Dövlət Universiteti, AMEA Naxçıvan bölməsi\**

*Naxçıvan Dövlət Universiteti\*\**

*vgusseinov@yahoo.com*

*Neytrino və antineytrinoların impulslarının polyar və azimutal bucaqları, yüklü lepton və antileptonların uzununa polyarlaşmaları və Fermi-Dirak paylanma funksiyaları nəzərə alınmaqla güclü maqnitləşmiş ulduzların maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin yüklü lepton-antilepton cütlərinə annihilyasiyası proseslərinə baxılmışdır. Proseslərin diferensial effektiv kəsikləri üçün ümumi ifadələr alınmış və göstərilmişdir ki, güclü maqnitləşmiş ulduzlarda gedən, baxılan bu proseslər yüksək enerjili polyarlaşmış kosmik yüklü lepton və antileptonların yeni mümkün mənbəyidir.*

### 1. Giriş

Biz bu işdə xarici maqnit sahəsində yüklü lepton və antileptonların uzununa polyarlaşmaları nəzərə alınmaqla neytrino-antineytrino cütlərinin yüklü lepton-antilepton cütlərinə annihilyasiyası proseslərinə baxırıq. Neytrino-antineytrino cütlərinin yüklü lepton-antilepton cütlərinə annihilyasiyası

$$\nu_l + \bar{\nu}_l \rightarrow L^- + L^+ \quad (1)$$

reaksiyası üzrə gedir. Burada  $l, L = e, \mu, \tau$ .  $l \neq L$  olduqda (1) reaksiyası  $Z^0$ -bozonla mübadilə hesabına gedir.  $l = L$  olduqda isə (1) reaksiyası həm  $Z^0$ -bozonla, həm də  $W$ -bozonla mübadilə hesabına gedir.

Neytrino-antineytrino cütlərinin yüklü lepton-antilepton cütlərinə annihilyasiyası ifratyeni ulduzlarda və ulduzlararası fəzada gedən proseslərdə mühüm rol oynayır. (1) reaksiyasına səciyyəvi misal olan  $\nu_l + \bar{\nu}_l \rightarrow e^- + e^+$  prosesinə ifratyeni ulduzların mühüm enerji mənbəyi [1] və  $\gamma$ -şüaların alışmasının mümkün mexanizmi [2] kimi baxılır. Bu proses ulduz maqnit sahələrində Beneş və Horovits tərəfindən [3] tədqiq olunmuşdur. Binar neytron ulduzları arasında neytrino-antineytrino cütünün elektron-pozitron cütünə annihilyasiyası C. Salmonson və C. Wilson tərəfindən [4] tədqiq olunmuşdur. Bu prosesin effektiv kəsiyi sonlu temperaturlu sahə nəzəriyyəsi üsulu əsasında S. Hardi və M. Toma tərəfindən [5] hesablanmışdır.  $\nu_l + \bar{\nu}_l \rightarrow e^- + e^+$  prosesinin effektiv kəsinin asimptotikaları güclü və zəif maqnit sahələri limit halında [6] işində tapılmışdır.

Hazırda ifrat yüksək enerjili kosmik neytrinoların (antineytrinoların)

bizim Qalaktikadakı aşağı enerjili relikt neytrinolardan (antineytrinolardan) səpilməsinə yüksək enerjili kosmik şüaların mümkün mənbələri kimi baxılır [7-8]. Bu baxımdan (1) reaksiyası ilə təsvir olunan proseslərin tədqiq olunması yüksək enerjili kosmik yüklü leptonların və antileptonların yeni mənbələrinin müəyyənləşdirilməsi baxımından elmi və praktiki əhəmiyyət kəsb edir.

Kosmik mənbələrdən gələn yüksək enerjili neytrinoların spektrlərini tədqiq etməklə kainatın relikt neytrino fonunu, prinsipcə, qeydə almaq olar [9]. Müəyyən edilmişdir ki, yüksək enerjili neytrinoların fon halında olan neytrinolardan

$$\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow Z^* \rightarrow L^- + L^+ \quad (2)$$

səpilmə reaksiyası halında və enerjinin  $(E_\nu)_r = m_z^2 / (2m_\nu)$  qiymətində  $z^\circ$ -bozona uyğun rezonans müşahidə olunur. Mənbə tərəfindən buraxılan neytrinolar  $E_\nu = (E_\nu)_r$  enerjisində malik olduqda neytrino selinin dəyişməsi 15 faizdən 50 faizədək olan intervalda olur [9].

Bu işdə məqsəd maqnit sahəsində neytrino və antineytrinoların impulslarının polyar və azimutal bucaqlarının ixtiyari qiymətlərində yüklü lepton və antileptonların uzununa polyarlaşmalarını nəzərə almaqla  $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow L^- + L^+$  proseslərinin diferensial effektiv kəsiyini hesablamaq, polyarlaşma effektlərini təhlil etmək və alınmış nəticələrin mümkün astrofiziki tətbiqlərini göstərməkdir.

## 2. $\nu_i + \tilde{\nu}_i \rightarrow L^- + L^+$ prosesinin matris elementi və

### ümumi halda diferensial effektiv kəsiyi

Vaynberq-Salam modelinin 4-fermionlu yaxınlaşmasından və Firs eyniliyindən istifadə edərək (1) prosesinin matris elementini

$$M_{fi} = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \frac{\bar{v}(k') \gamma_L^\alpha u(k)}{2V(\omega\omega')^{1/2}} C_\alpha(q) \quad (3)$$

şəklində yazmaq olar. Burada  $G_F$ - Fermi sabiti,  $u(k)$  və  $v(k')$ , uyğun olaraq,  $k = (\omega, \mathbf{k})$  və  $k' = (\omega', \mathbf{k}')$  4-ölçülü impulslarına malik kütləsiz neytrino və antineytrino  $(k^2 = k'^2 = 0)$  bispinorları,  $\gamma_L^\alpha = \gamma^\alpha (1 + \gamma^5) / 2$ - Dirak matrislərinin sol komponentləri,  $\gamma^5 = -i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$ ,  $V = L_x L_y L_z$ - normallaşdırıcı həcm,  $q = k + k' = (E, \mathbf{q})$ . Yüklü lepton cərəyanı

$$C^\alpha(q) = \int d^4x e^{-iqx} \bar{\psi}_{L^-}(x) \gamma^\alpha (g_V + g_A \gamma^5) \psi_{L^+}(x) = 2\pi \delta(\varepsilon + \varepsilon' - \omega - \omega') j^\alpha(q) \quad (4)$$

ifadəsi ilə verilir. Burada yüklü leptonun  $\psi_{L^-}$  dalğa funksiyası və yüklü antileptonun (mənfi tezlikli yüklü leptonun)  $\psi_{L^+}$  dalğa funksiyası sabit maqnit sahəsində Dirak tənliyinin dəqiq həlləridir və delta funksiya stasionar maqnit sahəsində enerjinin saxlanması qanununu ifadə edir.  $g_V = \pm \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$ ,

$g_A = \pm \frac{1}{2}$ . Burada müsbət işarə  $l = L$  olan proseslərə, mənfi işarə isə  $l \neq L$  olan proseslərə uyğun gəlir. Biz (+---) signaturalı psevdoevklid metrikasından və  $\hbar = c = 1$  olan vahidlər sistemindən istifadə edirik. 4-ölçülü potensialın kalibrləşməsi

$$A^\mu = (0, 0, xH, 0) \quad (5)$$

şəklindədir. (5) ifadəsində  $j^\alpha(q)$  4-ölçülü cərəyanı

$$j^\alpha(\vec{q}) = \int d^3x e^{i\vec{q}\vec{r}} \bar{\psi}_{L'}(\vec{r}) \gamma^\alpha (g_V + g_A \gamma^5) \psi_{L'}(\vec{r}) = NJ^\alpha \quad (6)$$

kimi təyin edilir. Burada

$$N = \frac{4\pi^2}{L_y L_z} e^{-i\alpha_0} e^{i(n-n')\varphi'} \delta(k_y + k'_y - p_y - p'_y) \delta(k_z + k'_z - p_z - p'_z), \quad (7)$$

$p_y(p'_y)$  - yüklü antileptonun (leptonun) impulsunun  $Oy$  oxu boyunca yönəlmiş komponenti,  $p_z(p'_z)$  - yüklü antileptonun (leptonun) impulsunun  $Oz$  oxu boyunca yönəlmiş komponenti,  $k_y(k'_y)$  - neytrionun (antineytrionun) impulsunun  $Oy$  oxu boyunca yönəlmiş komponenti,  $k_z(k'_z)$  - neytrionun (antineytrionun) impulsunun  $Oz$  oxu boyunca yönəlmiş komponenti,  $n = 0, 1, \dots (n' = 0, 1, \dots)$  - yüklü antileptonun (yüklü leptonun) Landau enerji səviyyələrinin nömrəsini göstərir,  $\varphi' = \varphi - \pi/2$ ,  $\tan \varphi = q_y/q_x$ ,  $\alpha_0 = (q_x/2h)(p'_y + p_y)$ ,  $h = eH$ .

(3), (4), (6) və (7) ifadələrini nəzərə almaqla prosesin matris elementini

$$M_{fi} = \frac{G_F (2\pi)^3}{\sqrt{2} V L_y L_z (\omega \omega')^{1/2}} \delta(\varepsilon + \varepsilon' - \omega - \omega') \delta(k_y + k'_y - p_y - p'_y) \delta(k_z + k'_z - p_z - p'_z) \times \\ \times e^{-i\alpha_0} e^{i(n-n')\varphi'} \left[ \bar{v}(k') \gamma_L^\alpha u(k) \right] J^\alpha \quad (8)$$

şəklində yazmaq olar. Prosesin  $A$  amplitudunu daxil etməklə matris elementini

$$M_{fi} = 2\pi A \delta(\varepsilon + \varepsilon' - \omega - \omega') \quad (9)$$

kimi yazmaq olar. Burada prosesin amplitudu

$$A = \frac{G_F (2\pi)^2}{\sqrt{2} V L_y L_z (\omega \omega')^{1/2}} \delta(k_y + k'_y - p_y - p'_y) \delta(k_z + k'_z - p_z - p'_z) \times \\ \times e^{-i\alpha_0} e^{i(n-n')\varphi'} \left[ \bar{v}(k') \gamma_L^\alpha u(k) \right] J^\alpha \quad (10)$$

kimi təyin edilir. Maqnit sahəsində  $\nu_l + \bar{\nu}_l \rightarrow L^- + L^+$  prosesində yüklü lepton və antileptonların uzununa polyarlaşması halında 4-ölçülü cərəyanın keçid amplitudunun komponentləri aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$J^\alpha = \left[ \begin{array}{c} (g_V s_0 - g_A s) f_0, \\ (g_V s - g_A s_0) f_i \end{array} \right], \quad (i = 1, 2, 3), \quad (11)$$

$$f_{0,3} = B_1 B_1' I_{n-1,n'-1} \pm B_2 B_2' I_{nn'}, \quad (12)$$

$$f_1 = B_1' B_2 e^{i\varphi} I_{n,n'-1} + B_1 B_2' e^{-i\varphi} I_{n-1,n'}, \quad (13)$$

$$f_2 = -i B_1' B_2 e^{i\varphi} I_{n,n'-1} + i B_1 B_2' e^{-i\varphi} I_{n-1,n'} \quad (14)$$

Burada

$$s_0 = \frac{1}{4} (A_1 A_1' + A_2 A_2'), \quad (15)$$

$$s = \frac{1}{4} (A_1 A_2' + A_1' A_2) \quad (16)$$

$$A_1 = \left( 1 - \frac{m_L}{E} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

$$A_1' = \left( 1 + \frac{m_L}{E'} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

$$A_2 = -\zeta \left( 1 + \frac{m_L}{E} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

$$A_2' = \zeta' \left( 1 - \frac{m_L}{E'} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

$$B_1 = \left( 1 + \zeta \frac{p_z}{\sqrt{E^2 - m_L^2}} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

$$B_1' = \left( 1 + \zeta' \frac{p_z'}{\sqrt{E'^2 - m_L^2}} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

$$B_2 = \zeta \left( 1 - \zeta \frac{p_z}{\sqrt{E^2 - m_L^2}} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

$$B_2' = \zeta' \left( 1 - \zeta' \frac{p_z'}{\sqrt{E'^2 - m_L^2}} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Prosesin diferensial ehtimalı

$$d\nu = 2\pi \delta(\varepsilon + \varepsilon' - \omega - \omega') |A|^2 \frac{L_y}{2\pi} dp_y \frac{L_z}{2\pi} dp_z (1 - f_{l^*}) \frac{L_y}{2\pi} dp_y' \frac{L_z}{2\pi} dp_z' (1 - f_{l'}) \quad (25)$$

ümumi düsturuna görä hesablanır. Burada  $f_{l^*}$  - yüklü leptonun Fermi-Dirak paylanma funksiyası,  $f_{l'}$  - yüklü antileptonun Fermi-Dirak paylanma funksiyasıdır.

Prosesin diferensial effektiv kəsiyi

$$d\sigma = \frac{G_F^2 L_x L_z}{4\pi k k' V} R \delta(\omega + \omega' - \varepsilon - \varepsilon') \delta(k_z + k'_z - p_z - p'_z) \delta(k_y + k'_y - p_y - p'_y) \times \\ \times (1 - f_{L^-})(1 - f_{L^+}) dp_x dp_z dp'_x dp'_z. \quad (26)$$

ifadəsi ilə verilir. Burada

$$R = N_{\alpha\beta} J^\alpha J^{*\beta}, \quad (27)$$

$$N_{\alpha\beta} = k_\alpha k'_\beta + k'_\alpha k_\beta - g_{\alpha\beta}(kk') + i\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} k^\mu k'^\nu. \quad (28)$$

Yüklü leptonların və antileptonların uzununa polyarlaşması halında  $R$  üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$R = \omega\omega' R_0, \quad (29)$$

Burada

$$R_0 = d_1(l_1 I_4^2 + l_2 I_3^2 + 2l_3 I_3 I_4) + 2d_2(l_4 I_1^2 + l_5 I_2^2) + d_3(l_6 I_4^2 + l_7 I_3^2 + 2l_8 I_3 I_4) + \\ + 4d_4 l_9 I_1 I_2 - 2d_5(l_{10} I_4^2 - l_{11} I_3^2) - 2d_6(l_4 I_1^2 - l_5 I_2^2) - \\ - 2d_7(l_{12} I_1 I_4 + l_{13} I_2 I_4 + l_{14} I_1 I_3 + l_{15} I_2 I_3) - 2d_8(l_{16} I_1 I_4 - l_{17} I_1 I_3 - l_{18} I_2 I_4 + l_{19} I_2 I_3) - \\ - 2d_9(l_{16} I_1 I_4 - l_{17} I_1 I_3 + l_{18} I_2 I_4 - l_{19} I_2 I_3) + 2d_{10}(l_{12} I_1 I_4 - l_{13} I_2 I_4 + l_{14} I_1 I_3 - l_{15} I_2 I_3), \quad (30)$$

$$l_1 = \frac{1}{4} [g_+(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + 2g_\perp(\sigma\zeta - \sigma'\zeta')](1 - \nu\zeta)(1 - \nu'\zeta'), \quad (31)$$

$$l_2 = \frac{1}{4} [g_+(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + 2g_\perp(\sigma\zeta - \sigma'\zeta')](1 + \nu\zeta)(1 + \nu'\zeta'), \quad (32)$$

$$l_3 = -\frac{1}{4} g_- \delta\delta' \beta\beta' \zeta\zeta', \quad (33)$$

$$l_4 = \frac{1}{8} [g_+(1 - \sigma\sigma'\xi\xi') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp(\sigma\xi - \sigma'\xi')](1 - \nu\xi)(1 + \nu'\xi'), \quad (34)$$

$$l_5 = \frac{1}{8} [g_+(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp(\sigma\zeta - \sigma'\zeta')](1 + \nu\zeta)(1 - \nu'\zeta'), \quad (35)$$

$$l_6 = -\frac{1}{4} g_- \delta\delta' (1 - \nu\zeta)(1 - \nu'\zeta'), \quad (36)$$

$$l_7 = -\frac{1}{4} g_- \delta\delta' (1 + \nu\zeta)(1 + \nu'\zeta'), \quad (37)$$

$$l_8 = \frac{1}{4} [g_+(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + 2g_\perp(\sigma\zeta - \sigma'\zeta')] \beta\beta' \zeta\zeta', \quad (38)$$

$$l_9 = \frac{1}{8} [g_+(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp(\sigma\zeta - \sigma'\zeta')] \beta\beta' \zeta\zeta', \quad (39)$$

$$l_{10} = -\frac{1}{8} [g_+(\sigma\zeta - \sigma'\zeta') + 2g_\perp(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta')](1 - \nu\zeta)(1 - \nu'\zeta'), \quad (40)$$

$$l_{11} = -\frac{1}{8} [g_+(\sigma\zeta - \sigma'\zeta') + 2g_\perp(1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta')](1 + \nu\zeta)(1 + \nu'\zeta'), \quad (41)$$

$$l_{12} = -\frac{1}{8} \left[ g_+ (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') + 2g_\perp (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') \right] \beta' (1 - \nu\zeta) \zeta', \quad (42)$$

$$l_{13} = -\frac{1}{8} \left[ g_+ (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') + 2g_\perp (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') \right] \beta (1 - \nu'\zeta') \zeta, \quad (43)$$

$$l_{14} = -\frac{1}{8} \left[ g_+ (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') + 2g_\perp (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') \right] \beta (1 + \nu'\zeta') \zeta, \quad (44)$$

$$l_{15} = -\frac{1}{8} \left[ g_+ (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') + 2g_\perp (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') \right] \beta' (1 + \nu\zeta) \zeta', \quad (45)$$

$$l_{16} = \frac{1}{8} \left[ g_+ (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') \right] \beta' (1 - \nu\zeta) \zeta', \quad (46)$$

$$l_{17} = \frac{1}{8} \left[ g_+ (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') \right] \beta (1 + \nu'\zeta') \zeta, \quad (47)$$

$$l_{18} = \frac{1}{8} \left[ g_+ (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') \right] \beta (1 - \nu'\zeta') \zeta, \quad (48)$$

$$l_{19} = \frac{1}{8} \left[ g_+ (1 - \sigma\sigma'\zeta\zeta') + g_- \delta\delta' + 2g_\perp (\sigma\zeta - \sigma'\zeta') \right] \beta' (1 + \nu\zeta) \zeta', \quad (49)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \nu^2}, \quad \nu = \frac{p_z}{\sqrt{E^2 - m_L^2}}, \quad (50)$$

$$\beta' = \sqrt{1 - \nu'^2}, \quad \nu' = \frac{p'_z}{\sqrt{E'^2 - m_L^2}}, \quad (51)$$

$$\sigma = \sqrt{1 - \delta^2}, \quad \delta = \frac{m_L}{E}, \quad (52)$$

$$\sigma' = \sqrt{1 - \delta'^2}, \quad \delta' = \frac{m_L}{E'}. \quad (53)$$

və  $\zeta = +1(-1)$  qiyməti yüklü antileptonun «sağ» («sol») spirallığına,  $\zeta' = +1(-1)$  qiyməti isə yüklü leptonun «sağ» («sol») spirallığına uyğun gəlir.

(26) ifadəsində  $\delta(k_y + k'_y - p_y - p'_y)$  funksiyasından istifadə edib  $dp'_y$  üzrə inteqrallama,  $\delta(k_z + k'_z - p_z - p'_z)$  funksiyasından istifadə edib  $dp'_z$  üzrə inteqrallama,

$$\int dp_y = eHL_x \quad (54)$$

münasibətindən istifadə edib  $dp_y$  üzrə inteqrallama aparsaq,  $\delta(\varepsilon + \varepsilon' - \omega - \omega')$  funksiyasını sadələşdirsək,  $n, n'$  kvant ədədləri üzrə cəmləmə aparsaq və (29) münasibətini nəzərə alsaq, maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin yüklü lepton-antilepton cütlərinə annihilyasiyası prosesinin diferensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ümumi düsturu almış oluruq:

$$d\sigma = \frac{G_F^2 e H \omega \omega'}{2\pi s} \sum_{n,n'=0}^{\infty} \sum_I \frac{\varepsilon_i \varepsilon'_i}{|\varepsilon_i p_{zi} - \varepsilon'_i p'_{zi}|} (1-f_L)(1-f_{L'}) R_0. \quad (55)$$

Burada

$$s = (k + k')^2 \quad (56)$$

ətalət mərkəzi sistemində tam enerjinin kvadratıdır.

$\nu_l + \bar{\nu}_l \rightarrow L^- + L^+$  prosesinin diferensial effektiv kəsiyi üçün olan (26) ifadəsinin və (30)-(49) ifadələrinin təhlili göstərir ki, maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin annihilyasiyası zamanı «sol» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütləri və «sağ» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütləri asimmetrik yaranır. Bu asimmetriyanı

$$A = \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (57)$$

ümumi düsturu ilə hesablamaq olar. Burada  $d\sigma_R$  - maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin annihilyasiyası zamanı «sağ» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütlərinin yaranmasının diferensial effektiv kəsiyi,  $d\sigma_L$  - maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin annihilyasiyası zamanı «sol» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütlərinin yaranmasının diferensial effektiv kəsiyidir. Neytrino və antineytrinolar maqnit sahəsi boyunca hərəkət etdikdə «sağ» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütlərinin yaranma ehtimalını xarakterizə edən  $R_0$  kəmiyyəti üçün

$$R_{0R} = R_0 (\vartheta = 0, \vartheta' = 0, \zeta = 1, \zeta' = 1) = 2 \left[ g_L^2 (1 + \sigma)(1 - \sigma')(1 - \nu)(1 - \nu') I_4^2 + g_R^2 (1 - \sigma)(1 + \sigma')(1 + \nu)(1 + \nu') I_3^2 \right] \quad (58)$$

alınır. Neytrino və antineytrinolar maqnit sahəsi boyunca hərəkət etdikdə «sol» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütlərinin yaranma ehtimalını xarakterizə edən  $R_0$  kəmiyyəti üçün

$$R_{0L} = R_0 (\vartheta = 0, \vartheta' = 0, \zeta = -1, \zeta' = -1) = 2 \left[ g_L^2 (1 - \sigma)(1 + \sigma')(1 + \nu)(1 + \nu') I_4^2 + g_R^2 (1 + \sigma)(1 - \sigma')(1 - \nu)(1 - \nu') I_3^2 \right] \quad (59)$$

alınır. (58) və (59) ifadələrinin bir-birindən fərqli olması o deməkdir ki, maqnit sahəsində neytrino-antineytrino cütlərinin annihilyasiyası zamanı «sol» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütləri və «sağ» polyarlaşmış yüklü lepton-antilepton cütləri asimmetrik yaranır.

#### ƏDƏBİYYAT

1. Giller M., Michalak W./ In: Proceedings of International Conference «Relativistic Jets in AGNs», Krakow, May 27-30, 1997, Krakow, 1997, p.189-192.
2. Giller M. Cosmic rays between the knee and the ankle // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2008, v.35, №2, p.201-203.
3. Benesh C.J., Horowitz C.J. Neutrino annihilation in stellar magnetic fields // e-print archive: astro-ph/9708033.
4. Salmonson J.D., Wilson J.R. Neutrino annihilation between binary neutron stars // The

- Astrophysical Journal, 2001, v.561, №2, p.950-956.
5. Hardy S.J., Thoma M.H. Neutrino-electron processes in a strongly magnetized thermal plasma // Physical Review D, 2001, v.63, p. 250-254.
  6. Hüseynov V.A., Qasımova R.E. Xarici elektromaqnit sahəsində neytrino annihilyasiyalarında elektron-pozitron cütlərinin yaranması // Naxçıvan Dövlət Universitetinin elmi əsərləri, 1999, № 3, s.69-73.
  7. Blanco-Pillado J.J., Vazquez R.A., Zas E. High-energy cosmic rays from neutrinos // e-print archive: astro-ph/9902266.
  8. Fargion D., Mele B. Scattering of ultrahigh energy (UHE) extragalactic neutrinos onto light relic neutrinos in Galactic HDM halo overcoming the GZK cut off. e-print archive: astro-ph/9902024.
  9. Бояркин О.М. Физика массивных нейтрино. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: КомКнига, 2006, 200с.

**АННИГИЛЯЦИЯ НЕЙТРИНО-АНТИНЕЙТРИННЫХ ПАР В ЗАРЯЖЕННЫЕ  
ЛЕПТОН-АНТИЛЕПТОННЫЕ ПАРЫ В СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННЫХ  
ЗВЕЗДАХ: ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ**

В. А. ГУСЕЙНОВ, Н. Я. АКПЕРОВА, Р. Э. ГАСЫМОВА

**РЕЗЮМЕ**

Рассмотрены процессы аннигиляции нейтрино-antineйтринных пар в заряженные лептон-антилептонные пары в магнитном поле сильно замагниченных звезд с учетом полярных и азимутальных углов импульсов нейтрино и антинейтрино, продольных поляризаций и функций распределения Ферми-Дирака заряженных лептонов и антилептонов. Получены общие выражения для дифференциальных эффективных сечений процессов и показано, что рассматриваемые процессы, протекающие в сильно замагниченных звездах, являются новыми возможными источниками космических поляризованных заряженных лептонов и антилептонов высоких энергий.

**ANNIHILATION OF NEUTRINO-ANTINEUTRINO PAIRS INTO CHARGED  
LEPTON-ANTILEPTON PAIRS IN STRONGLY MAGNETIZED STARS:  
POLARIZATION EFFECTS**

V. A.HUSEYNOV, N. Y. AKBAROVA, R. E. GASIMOVA

**SUMMARY**

The article deals with the processes of the annihilation of neutrino-antineutrino pairs into charged lepton-antilepton pairs in a magnetic field of strongly magnetized stars with allowance for the polar and azimuthal angles of the neutrinos and antineutrinos momenta, the longitudinal polarizations and the Fermi-Dirac distribution functions of the charged leptons and antileptons. The general expressions for the differential cross sections of the processes are obtained and it is shown, that the considered processes proceeding in strongly magnetized stars are the new possible sources of the cosmic polarized charged leptons and antileptons of high energy.