

Azimuthal magnetic field generated by twisted neutrino

Reyhane Mohamadi pour, Hamid Arjomand Kermani*

Department of Physics, Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

Received: 26.07.2021 Revised: 07.03.2022 Accepted: 23.05.2022

Doi link: [10.22055/jrmb.2022.17625](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17625)

Abstract

The interaction of the electron-neutrino beam with the plasma in the universe is an important and appropriate process to obtain the amount of magnetic field in the plasma. In this study, the azimuthal magnetic field generated by electron-neutrino with orbital angular momentum is presented. Laguerre Gaussian neutrino transferring through a dense plasma could produce a magnetic field. The origin of the magnetic field that existed at the beginning of the universe is unknown. This method is one of the candidates for magnetic field generation in the early universe. Using this interaction for supernova explosion produced good results. The azimuthal magnetic field is calculated up to 10^7 Gauss by this model.

Keywords: Azimuthal magnetic field, Electron-neutrino beam, Laguerre Gaussian beam

* Corresponding author: harjomand@uk.ac.ir



میدان مغناطیسی سمتی ایجاد شده توسط باریکه نوترینوی پیشی

ریحانه محمدی پور، حمید ارجمند کرمانی*

گروه آموزشی فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

دریافت: ۱۴۰۰/۰۵/۰۴ ویرایش نهایی: ۱۴۰۰/۱۲/۱۶ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۳/۰۲

Doi link: [10.22055/jrmb.2022.17625](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17625)

چکیده

برهم‌کنش باریکه نوترینو با پلاسما در کیهان فرایند مهم و مناسبی برای به‌دست آوردن مقدار میدان مغناطیسی در پلاسما است. در این مقاله میدان مغناطیسی سمتی را با استفاده از برهم‌کنش پلاسما با شار الکترو-نوترینوی حمل‌کننده تکانه زاویه‌ای مداری به‌دست آورده و نشان دادیم که شار نوترینویی لاگرگوسی که از میان یک پلاسمای چگال عبور می‌کند می‌تواند منشأ ایجاد میدان مغناطیسی در پلاسما باشد. منشأ میدان مغناطیسی که در ابتدای عالم وجود داشته است مشخص نیست و این روند می‌تواند گزینه‌ای برای منشأ ایجاد میدان مغناطیسی که در ابتدای عالم وجود داشته است، باشد. استفاده از این برهم‌کنش در انفجار ابرنواختر نیز نتایج خوبی را به‌همراه داشته است. با این فرضیه میدان مغناطیسی سمتی تا حدود 10^7 گاوس به‌دست آمد.

کلیدواژگان: میدان مغناطیسی سمتی، باریکه الکترو-نوترینو، موج لاگر گاوسی

مقدمه

داده می‌شدند. در سال ۱۹۹۷ شوکلا پیشنهاد کرد که شار الکترو-نوترینوی عبوری از درون پلاسما به‌صورت آنسامبلی از بسته‌های موج گاوسی در نظر گرفته شود [۱۱]. او توانست با این روش مقدار میدان مغناطیسی سمتی ایجاد شده درون پلاسما را در بازه حدود 10^{-1} - 10^0 مگا گاوس به‌دست آورد [۱۲]. در سال ۲۰۰۸ مندوسا و تیده توانستند با توجه به شباهت برهم‌کنش‌های نوترینو و پلاسما با فوتون و پلاسما، باریکه الکترو-نوترینویی که از انفجار ابرنواختر به پلاسمای اطراف آن برخورد می‌کند را دارای تکانه زاویه‌ای مداری در نظر بگیرند و امکان جابه‌جایی تکانه زاویه‌ای مداری از پلاسمای گردابی به باریکه الکترو-نوترینوی لاگر گاوسی را مورد بررسی قرار دادند [۱۳]. در سال ۲۰۰۹ علی و همکارانش توانستند میدان مغناطیسی محوری را با نور دارای تکانه زاویه‌ای و

برهم‌کنش نوترینو با پلاسما در اخترفیزیک توجهات زیادی را در سال‌های اخیر به‌خود جلب کرده است. مسأله نحوه برهم‌کنش نوترینو با پلاسما و تهییج آن به‌وسیله شار نوترینو در بعضی مقالات مورد بررسی قرار گرفته است [۴-۱]. بت [۵] برای اولین بار به اهمیت نوترینوها در انفجار ابرنواختر پی برد [۶-۷]. سیلوا و دیگران نیروی پاندراماتیو در زمینه پلاسما با استفاده از شبه‌ذرات بدون برهم‌کنش را به‌دست آوردند [۸]. استفاده از این برهم‌کنش در رمبش هسته‌ای ابرنواختر و ستاره نوترونی نیز نتایج خوبی را به‌همراه داشته است [۹-۱۰].

منشأ میدان مغناطیسی که در ابتدای عالم وجود داشته است مشخص نیست. در مقالات قبل ایجاد این میدان به اثر باتری بیرمن یا به سازوکار دینامو کهکشانی نسبت

* نویسنده مسئول harjomand@uk.ac.ir



$n_p \hbar \omega c$ در یک نور قطبیده اسپین فوتون‌ها مشخص است. وقتی محیط جذب کننده پلاسما باشد، تکانه زاویه‌ای فوتون‌های جذب شده به الکترون‌های آن انتقال می‌یابد و الکترون دارای گشتاور می‌شود. با تقریب خوبی می‌توان گفت گشتاور جذب شده از نور لیزر با یک گشتاور معادل که به وسیله میدان الکتریکی سمتی ایجاد شده به تعادل می‌رسد [۱۲]. حال اگر نقش اینرسی الکترون‌ها و همچنین اتلاف در برخورد را خیلی کوچک در نظر بگیریم خواهیم داشت:

$$(L_{zph}) = \frac{I(r, z)}{\omega c} l \quad 1$$

$$en_e(r, z)rE_\phi = -\left(\frac{dL_{zph}}{dt}\right) \quad 2$$

که E_ϕ برابر با میدان الکتریکی در راستای سمتی و n_e چگالی تعداد الکترون‌ها است. طبق قانون فارادی می‌توان نوشت:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rE_\phi) \quad 3$$

$$\Rightarrow \frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{en_e r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{d}{dt} \left(\frac{Il}{\omega c} + \frac{\sigma_z r}{2\omega c} \frac{\partial I}{\partial r} \right) \quad 4$$

حال با انتگرال‌گیری بر روی زمان، B_z به دست می‌آید. اگر فرض کنیم B_z نسبت به شعاع پرتو یکنواخت باشد پس می‌توان I را به صورت $f_{abs} I$ نوشت. در این جا، f_{abs} برابر است با کسری از شدت پرتوی لیزر که در فاصله L درآشامیده می‌شود، برای انواع مختلف لیزر بستگی به مقدار جذب شدت نور لیزر دارد و می‌تواند مقادیر مختلفی داشته باشد. در نهایت خواهیم داشت:

$$\Rightarrow B_z = -\frac{f_{abs}}{ren_e \omega c} \left\{ l \frac{\partial I}{\partial r} + \frac{\sigma_z}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial I}{\partial r} \right) \right\} \quad 5$$

قطبش خطی محاسبه کنند [۱۴]. یک میدان مغناطیسی محوری در یک پلاسما می‌تواند با استفاده از شدت پرتوهای لاگر گاوسی افزایش یا کاهش یابد. این تغییر در میدان حتی با قطبش خطی نیز امکان پذیر است. آنها بر روی تهیج پلاسما با استفاده از فوتون دارای OAM کار کرده و توزیع چرخشی در یک پلاسما چرخان را مشاهده کردند. زمانی که یک باریکه لیزر دارای تکانه زاویه‌ای به پلاسما برخورد می‌کند به الکترون‌ها گشتاور وارد می‌شود. این گشتاور باعث حرکت الکترون شده و حرکت الکترون موجب ایجاد جریان محوری و به تبع آن میدان مغناطیسی محوری می‌شود. پس از آن علی و مندوسا توانستند ایجاد میدان مغناطیسی درون پلاسما پیچشی را نیز اثبات کنند. یعنی پلاسماها در یک پلاسما گردابی می‌توانند تحت اثر فارادی میدان مغناطیسی تا اندازه ۵۰۰۰۰ گاوس تولید کنند [۱۵].

در این مقاله ما قصد داریم میدان مغناطیسی تولید شده توسط نوترینوی لاگرگاوسی را با برهم‌کنش پلاسما با فوتون حمل کننده تکانه زاویه‌ای مداری به دست آورده و نشان دهیم که شار نوترینوی لاگرگاوسی که از میان یک پلاسما چگال عبور می‌کند می‌تواند منشأ ایجاد میدان مغناطیسی در ابتدای عالم باشد. در ابتدا نحوه تولید میدان مغناطیسی سمتی با در نظر گرفتن باریکه الکترو-نوترینوی به صورت گاوسی و سپس به شکل لاگر گاوسی مورد بررسی قرار گرفته و در انتها بحث و نتیجه‌گیری خواهد شد.

تولید میدان مغناطیسی محوری به وسیله موج لاگر گاوسی

باریکه نور را می‌توان به صورت تعداد n_p فوتون با انرژی $\hbar \omega$ در نظر گرفت که در راستای Z با سرعت c حرکت می‌کنند و شدت برابر خواهد بود با

$$j \times B = \frac{Gn_e}{\sqrt{2\pi\hbar}} \sum_{k_v} \frac{1}{k_v} \nabla \langle |\psi_{k_v}|^2 \rangle \quad 11$$

$$\nabla \times B = \frac{4\pi}{c} j \quad 12$$

$$(\nabla \times B) \times B = \frac{2\sqrt{2}Gn_e}{c\hbar} \sum_{k_v} \frac{1}{k_v} \nabla \langle |\psi_{k_v}|^2 \rangle \quad 13$$

اگر مقدار $\omega_c = \sqrt{Gn_e/\hbar}$ قرار دهیم؛ پس از کمی محاسبات برای میدان مغناطیسی سمتی ایجاد شده توسط نوترینوها خواهیم داشت:

$$(\nabla \times B) \times B = -B_\theta \frac{\partial B_\theta}{\partial r} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} B_\theta^2$$

$$\Rightarrow B_\theta = \sqrt{\frac{(32)^{1/2} \omega_G^2}{c^2 r^2}}$$

$$\times \left(-\int_0^r dr_1 r_1^2 \sum_{k_v} \frac{1}{k_v} \frac{\partial \langle |\psi_{k_v}|^2 \rangle}{\partial r_1} \right)^{1/2} \quad 14$$

حال با توجه به مقاله [۱۳] که باریکه الکترو-نوترینوی برخورد کننده به پلاسما را به صورت لاگر گاوسی در نظر گرفته بود داریم:

$$\sum_{k_v} \langle |\psi_{k_v}|^2 \rangle =$$

$$I_0 \left(\frac{(-1)^{2p} p!}{(l+p)!} \right) \left(\frac{\sqrt{2}r}{r_0} \right)^{2l} \left[L_p^l \left(\frac{2r^2}{r_0^2} \right) \right]^2 e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}}$$

۱۵

بنابراین با قرار دادن معادله ۱۵ در معادله ۱۴ خواهیم داشت:

با توجه به رابطه ۵ میدان مغناطیسی محوری با استفاده از برهم کنش فوتون لاگر گاوسی با پلاسما به دست آمد.

تولید میدان مغناطیسی سمتی با شار الکترو-

نوترینو

انتشار باریکه الکترو-نوترینویی در یک پلاسما همگن به این صورت است:

$$(E - V)^2 - p^2 c^2 - m_\nu^2 c^4 = 0 \quad 6$$

که E برابر با انرژی، p تکانه و V انرژی پتانسیل است که برابر با $V = \sqrt{2}G_F n_e$ است؛ G_F ثابت فرمی و n_e میانگین چگالی تعداد الکترون‌ها درون پلاسما است. اگر نوترینوها را ذراتی در نظر بگیریم که رفتار موجی دارند می‌توانیم بنویسیم:

$$E = \hbar\omega_\nu \quad 7$$

$$p = \hbar k_\nu \quad 8$$

$$\omega_\nu = \left(k_\nu^2 c^2 + m^2 c^2 / \hbar^2 \right)^{1/2} + \sqrt{2}G_F n_e / \hbar \quad 9$$

با توجه به مقاله [۱۱] می‌توانیم برای چگالی انرژی نوترینوها بنویسیم:

$$W_{k_\nu} = \sum_{k_\nu} \langle |\psi_{k_\nu}|^2 \rangle / 4\pi \quad 10$$

که در اینجا این چگالی شار برای آنسامبلی از الکترو-نوترینوهای یکنواخت در نظر گرفته شده است. بنابراین طبق مقاله [۱۶] و [۱۱] می‌توانیم با توجه به نیروی پاندراماتیو برای نوترینوها و همچنین قانون آمپر به این صورت بنویسیم:

به همین صورت برای سایر مقادیر بار توپولوژیکال و P رابطه میدان مغناطیسی سمتی به دست می آید.

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله ما سعی کردیم مقدار میدان مغناطیسی ایجاد شده توسط باریکه الکترو-نوترینوها در انفجار یک ابرنواختر را به دست آوریم. برای محاسبه این کمیت ما باریکه نوترینوها را به صورت موج لاگر گاوسی و دارای جبهه موج پیچشی در نظر گرفتیم. با توجه به محاسبات بخش قبل ما نمودار میدان مغناطیسی ایجاد شده برحسب فاصله از محور باریکه را رسم نمودیم. با توجه به مقالات [۱۲] و [۱۶] $I_0 = 10^{33} \frac{W}{m^2}$ ، $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 10^{-12}$ و r_0 برابر با شعاع مؤثر (طول مشخص به دام افتادن نوترینوها) حدود چند کیلومتر (در نوترینوسفر) برای باریکه نوترینو در نظر گرفته شده است. با داشتن این داده ها مقدار عددی میدان مغناطیسی در فاصله های مختلف از راستای شار ورودی به دست می آید.

با توجه به شکل ۱ برای باریکه نوترینوی لاگر گاوس مقدار بیشینه میدان مغناطیسی سمتی تا حدود $LG_0^1 = 0.24 \times 10^8 G$ به دست آمد. با توجه به شکل ملاحظه می شود که مقدار بیشینه میدان مغناطیسی با افزایش P افزایش پیدا می کند؛ و برای P های بزرگتر شاهد افزایش نوسان نمودار میدان هستیم که با شکل باریکه نور لاگر گاوسی هم خوانی دارد.

$$B_\theta = \left| \frac{-(32)^{1/4} \omega_G}{cr} \left(\int_0^r dr_1 r_1^2 \sum_{k,v} \frac{1}{k_v} \frac{\partial(M)}{\partial r_1} \right)^{1/2} \right|$$

$$M = I_0 \left(\frac{(-1)^{2p} p!}{(l+p)!} \right) \left(\frac{\sqrt{2} r_1}{r_0} \right)^{2l} \left[L_p^l \left(\frac{2r_1^2}{r_0^2} \right) \right]^2 e^{-\frac{2r_1^2}{r_0^2}} \quad 16$$

۱۷

پس از کمی محاسبات در نهایت به این رابطه می رسیم:

$$B_\theta = \left| \frac{(2)^{1/4} I_0 \left(\frac{(-1)^{2p} p!}{(l+p)!} \right) \omega_G}{\pi \omega_p r} \left(\int_0^r dr_1 \frac{N}{r_0^2} \right)^{1/2} \right| \quad 18$$

$$N = 2^{l+1} r_1 \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2l} L_p^l \left(\frac{2r_1^2}{r_0^2} \right) e^{-\frac{2r_1^2}{r_0^2}} \quad 19$$

$$\times \left(-4r_1^2 L_{p-1}^{l+1} \left(\frac{2r_1^2}{r_0^2} \right) + (lr_0^2 - 2r_1^2) L_p^l \left(\frac{2r_1^2}{r_0^2} \right) \right)$$

با حل انتگرال ۱۷ مقدار میدان مغناطیسی سمتی تولید شده توسط شار الکترو-نوترینو در پلاسما به دست می آید.

برای $L = P = 0, LG_0^0$ میدان مغناطیسی برابر خواهد بود با:

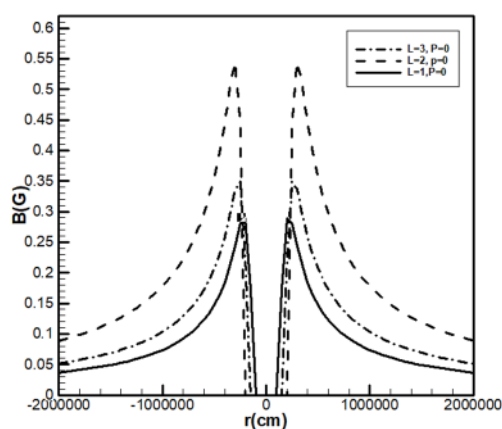
۲۰

$$B_\theta = \left| \frac{(2)^{1/4} I_0 \omega_G}{\pi \omega_p r} \left(\frac{1}{2} \left(-r_0^2 + e^{\left(\frac{2r^2}{r_0^2} \right)} (2r^2 + r_0^2) \right) \right) \right|^{1/2}$$

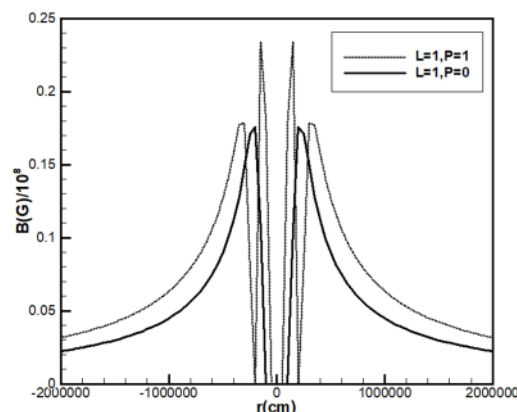
برای $L = 1, P = 0, LG_0^1$ میدان مغناطیسی به این صورت است:

۲۱

$$B_\theta = \left| \frac{(2)^{1/4} I_0 \omega_G}{\pi \omega_p r} \left(\frac{-r_0^4 + e^{\left(\frac{2r^2}{r_0^2} \right)} (4r^4 + 2r^2 r_0^2 + r_0^4)}{2r_0^2} \right) \right|^{1/2}$$



شکل ۱. میدان مغناطیسی سمتی برای p ثابت و L های متفاوت که در 10^{-8} ضرب شده است.



شکل ۱. میدان مغناطیسی سمتی برحسب فاصله برای $L = 1$ و p های مختلف.

در این کار مشخص شد که می‌توان باریکه الکترو-نوترینوی لاگر گاوسی که با پلاسما برهم‌کنش انجام می‌دهد را به‌عنوان یک گزینه مناسب برای علت ایجاد میدان مغناطیسی در ابتدای کیهان و همچنین ایجاد میدان مغناطیسی در انفجار ابرنواختر به حساب آورد. با بررسی این روند در رمبش هسته ابرنواختر و رمبش ستاره نوترونی می‌توان مقادیر میدان مغناطیسی سمتی در آنها را به دست آورد. استفاده از این برهم‌کنش در رمبش هسته ابرنواختر، درون کوتوله‌های سفید و رمبش پوسته ستاره نوترونی برای محاسبه میدان مغناطیسی می‌تواند موضوع کارهای بعدی باشد. همچنین بررسی و محاسبه میدان مغناطیسی محوری توسط باریکه نوترینوی لاگر گاوسی نیز موضوع قابل توجهی برای کارهای آینده می‌تواند باشد.

مرجع‌ها

[1] P. Shukla, L. Silva, H. Bethe, R. Bingham, J. Dawson, The physics of collective neutrino-plasma interactions, *Plasma physics and controlled fusion* **41** 3A (1999), 699. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/3A/063>

[2] V. Tsytovich, Generation and Acceleration of Neutrinos in a Turbulent Plasma, *Soviet Physics Doklady* **9** (1965)

نکته مهم در این نمودار وجود تکینگی و یک حفره توخالی وسط این میدان مغناطیسی است که در میدان ایجاد شده به وسیله نوترینوی گاوسی وجود ندارد. با توجه به معادلات ۲۰-۲۲ مشخص می‌شود که میدان مغناطیسی تابع عکس فاصله است، بنابراین با نزدیک شدن به سمت صفر، به سمت منفی بینهایت می‌رود که شبیه یک موج لاگر گاوسی است که در وسط آن یک نقطه تکین و تاریک وجود دارد. همچنین با توجه به معادله ۱۴ که زیر رادیکال است؛ مشخص است که مقدار $|B_\theta|$ پس از جذر گرفتن یک تابع مثبت می‌باشد که در شکل ۱ نیز قابل مشاهده است.

در نمودار شکل دوم تغییرات میدان مغناطیسی برحسب فاصله از محور باریکه و با تغییر در بار توپولوژیکال را بررسی می‌کنیم. با توجه به این نمودار هرچه مقدار L افزایش یابد مقدار میدان مغناطیسی سمتی افزایش داشته و فاصله از محور برای ایجاد میدان مغناطیسی بیشتر شده است.

<https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.084a00057>

[10] L. Silva, R. Bingham, J. Dawson and J. Mendonca, Collective neutrino-plasma interactions, *Physics of Plasmas*, **7** 5 (2000), 2166-2172.

<https://doi.org/10.1063/1.874037>

[11] P. Shukla, L. Stenflo, R. Bingham, H. Bethe, J. Dawson, J. Mendonca, Generation of magnetic fields by nonuniform neutrino beams, *Physics Letters A* **233** 3 (1997) 181-183.

[https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(97\)00450-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(97)00450-7)

[12] P. Shukla and L. Stenflo, "Intense magnetic fields produced by neutrino beams in supernovae," *Physical Review E*, **58** 2 (1998), 2479.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.57.2479>

[13] J.T. Mendonca, B. Thide, Neutrino orbital angular momentum in a plasma vortex., *EPL (Europhysics Letters)* **84** 4 (2008), 41001.

<https://doi.org/10.1209/0295-5075/84/41001>

[14] S. Ali, J. Davies, J. Mendonca, Magnetic field generation with Laguerre- Gauss laser beam, (2010).

[15] S. Ali, J. Mendonca, Inverse Faraday effect with plasmon beams, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **53** 4 (2011) 045007.

<https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/4/045007>

[16] R. Bingham, H. Bethe, J. Dawson, P. Shukla, J. Su, Nonlinear scattering of neutrinos by plasma waves: a ponderomotive force description., *Physics Letters A* **220** 1-3 (1996) 107-110.

[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(96\)00503-8](https://doi.org/10.1016/0375-9601(96)00503-8)

[3] Serbeto, A., et al. Excitation of strong wakefields by intense neutrino bursts in a magnetized electron-positron plasma, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **99** 3 (2004): 466-473.

<https://doi.org/10.1134/1.1809673>

[4] Haas, Fernando, Kellen Alves Pascoal, and José Tito Mendonça. Neutrino-driven electrostatic instabilities in a magnetized plasma, *Physical Review D* **96** 2 (2017): 023018.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.023018>

[5] H. Bethe, Possible explanation of the solar-neutrino puzzle, *Physical Review Letters*, **56** 12 (1986) 1305.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.1305>

[6] Elze, Hans-Thomas, Takeshi Kodama, and Reuven Opher. Collective modes in neutrino "beam" electron-positron plasma interactions, *Physical Review D* **63** 1 (2000): 013008.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.63.013008>

[7] Silva, L. O., et al. Neutrino kinetics in dense astrophysical plasmas, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **127** 2 (2000): 481.

<https://doi.org/10.1086/313335>

[8] L. Silva, R. Bingham, J. Dawson, W. Mori, Ponderomotive force of quasiparticles in a plasma, *Physical Review E*, **59** 2 (1999), 2273.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.59.2273>

[9] Silva, L. O., et al. Ponderomotive force of neutrinos in a magnetized plasma, *Physica Scripta* 2000. **T 84** (2000): 57.