



رادیوگرافی پروتون تک انرژی ناشی از همجوشی لیزری در تعیین میدان مغناطیسی

حسینی مطلق، سیده نسرین*^(۱) - حمیدی، یکتا^(۲)

^۱دانشگاه آزاد اسلامی واحد شیراز، دانشکده علوم، کشاورزی و فناوری های نوین، گروه فیزیک

چکیده:

رادیوگرافی زمان بندی شده ی پروتون تک انرژی، اندازه گیری های منحصربفردی را از میدان های الکتریکی (E) و مغناطیسی (B) در رابطه با برهمکنش های لیزر - فویل، کپسول های انفجار یافته ی همجوشی به روش محصورسازی اینرسی و هولورام های قرار گرفته تحت تابش لیزری ارائه می دهد. این آزمایش ها منجر به اولین مشاهدات مربوط به چند ویژگی جدید و مهم شدند که قبلا مورد توجه قرار نگرفته بودند. مانند، مشاهدات مربوط به تولید نسل (زایش)، دینامیک واپاشی، ناپایداری ها و تغییر توپولوژی مربوط به میدان های مگا گاؤوسی B بر روی فویل پلاستیکی مسطح محرک لیزری. در این کار تحقیقاتی فیزیک مرتبط با میدان مغناطیسی مشاهده شده، مورد بحث قرار خواهد گرفت.

واژگان کلیدی: میدان مغناطیسی، تصویر برداری، رادیوگرافی، پروتون.

مقدمه:

رادیوگرافی پروتون به لحاظ دوز گسیلی، سرعت تصویربرداری، کیفیت تصویر (تراکم و قدرت تفکیک فضایی) و محتوای تصویر تحت شرایط بالینی بسیار قابل بحث است. پروتونها با انرژی تقریباً $MeV 250$ میتوانند به بدن بیماران نفوذ کنند و تصویر برداری انجام دهند. محدوده باقیمانده اندازه گیری شده (یا انرژی) پروتونها در پشت بیمار از محدوده بدون یک شیء در مسیر باریکه کم شده و برای ایجاد یک تصویر بینی مورد استفاده قرار میگیرد. رادیوگرافی پروتون تکنولوژی جدیدی برای تصویر برداری داخلی اشیاء است که با نفوذ توسط پروتوهای پر انرژی حاصل میشود. باریکه گسترده پروتوهای پر انرژی از درون اشیاء میدرخشند و در مسیر وابسته شان با برخورد به هسته ها سوخته و تضعیف میشوند. آنها همچنین در مسیر گسترده وابسته شان در زاویه ای با ضریب پراکندگی کولنی میسوزند (MCS). پروتونها با مجموعه ای از انرژی ها به دلیل از دست دادن راههای مختلف از میان اجسام از شیء خارج میشوند. تاثیر خالص اینست که یک تصویر در حالیکه از درون باریکه خارجی از درون شیء میگذرد نشان گذاری شده است. یک لنز مغناطیسی بعد از اینکه یک تصویر ضمنی را استخراج میکند مجدداً با زاویه ای از پراکندگی



گوناگونی به سمت دستگاه آشکارساز تمرکز می‌کند و در آنجا با استفاده از دوربینهای تلویزیونی دردار آنها را ثبت می‌کند. شناخت تولید میدان الکترومغناطیسی محرک به وسیله برهمکنش های شدید لیزر - ماده برای فیزیک پلاسما (HED) از اهمیت اساسی برخوردار است. در این کار، روش تشخیصی رادیوگرافی پروتونی با ایجاد زمینه شناخت نسبت به میدان های الکترومغناطیسی در مقیاس مگا گائوس در رُمبش های همجوشی به روش محصورسازی اینرسی (ICF) ^{۱-۲}، ساختارهای میدان الکترومغناطیسی خود سازماندهی شده بزرگ مقیاس برحسب شارش های پلاسمایی ضد جریان سرعت بالا ^۳، فرآیندهای اتصال مجدد مغناطیسی ^{۴-۵}، ناپایداری های پلاسما HED ^{۶-۷} و غیره از موفقیت قابل توجهی برخوردار است ^{۸-۹}.

روش کار:

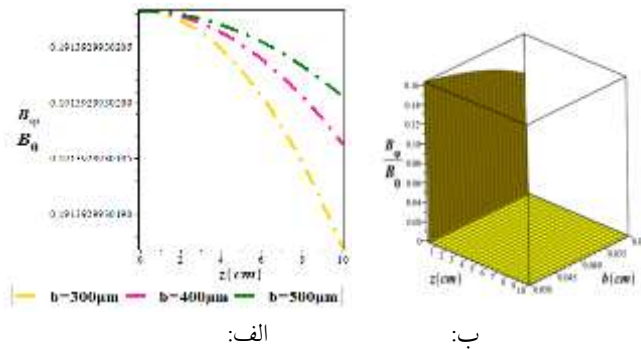
رادیوگرافی پروتون در تعیین میدان های ایجاد شده به واسطه برهمکنش های لیزر و پلاسما

برای این که برهمکنش های لیزر و پلاسما و به ویژه میدان های الکترومغناطیسی ناشی از آن را به صورت کمی بررسی شود، یک تکنولوژی تصویربرداری که بکلایتر ذره تک انرژی را با یک سیستم تصمیم گیری مطابقت می دهد، تهیه شده است. این روش دارای مزایای متمایزی نسبت به رادیوگرافی با منابع پروتون پهن باند است (مثل منابع ایجاد شده از پرتو لیزر شدید). ذرات تک انرژی محصولات همجوشی هسته ای هستند که از رُمبش های پر شده از D^3He با تحریک انفجاری در OMEGA ایجاد می شوند. پروتون های 14.7 MeV ، پروتون های 3-MeV ، و آلفاهای 3.6 MeV در اثر واکنش های هسته‌ای: $D + D \rightarrow P(3\text{MeV}) + T(1\text{MeV})$ و $D + ^3He \rightarrow \alpha(3.6\text{ MeV}) + p(14.7\text{MeV})$ ایجاد می شوند. رُمبش های بکلایتر عموماً با پرتوهای لیزر OMEGA 20 یا کمتر (طول موج $0.351\ \mu\text{m}$) با پالس مربعی 8 تا 10 کیلوژول و به مدت 1 نانو ثانیه و یا با پالس $2,5$ تا 5 ژول و به مدت $0,6$ نانو ثانیه تحریک می شوند. از هیچ گونه صفحات فاز یا صاف سازی از طریق پاشندگی طیفی (SSD) استفاده نشده است. قطر کپسول کوچک بوده و در حدود $440\ \mu\text{m}$ است تا شعاع سوختی کمتر از حالت عادی به جهت بهبود وضوح فضایی در رادیوگراف ارائه کند. مجموعه کاملی از امور تشخیصی برای مشخص کردن ویژگی های رُمبش مورد استفاده قرار گرفتند، از جمله تصاویر گسیل پروتون و گسیل پرتو ایکس جهت مطالعه اندازه کپسول رمبیده و ناحیه سوختی آن، و یک تست تشخیصی زمانی پروتون برای سنجش زمان انفجار و مدت زمان سوختن. هر یک از محصولات همجوشی تک انرژی بوده و تنها طی فاصله زمانی 130 پیکوثانیه تولید می شود.

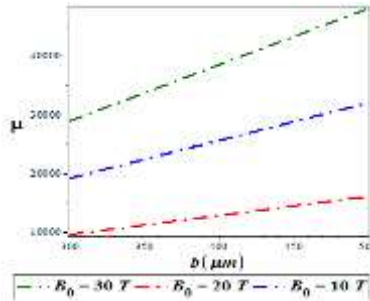
تئوری حاکم بر رادیو گرافی پروتون



تئوری تحلیلی، ارتباط میان میدان های الکترومغناطیسی و تصاویر شاریدگی (شار) تولید شده توسط پروتون های نمونه را توصیف می کند که توسط کیوگلدن و همکاران توسعه یافته است. یک هاله بیضوی گاوسی را که میدان مغناطیسی دارد و تنها دارای یک مولفه سمتی (φ) می باشد را در نظر بگیرید: $B_\varphi = B_0 \frac{r}{a} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2}\right)$ که در آن شعاع مختصات، z محور مختصات و a و b به ترتیب محورهای اصلی و نیمه اصلی می باشند. توجه کنید که در اینجا B_0 ، مقدار بیشینه میدان نیست. مقدار بیشینه میدان در $r = a\sqrt{2}$ بدست می آید و برابر با $B_{peak} = B_0/\sqrt{2e} \approx 0.7$ است. (شکل ۱ را ببینید)



شکل ۱: الف: نمودار سه بعدی تغییرات $\frac{B_\varphi}{B_0}$ بر حسب b و z . ب: نمودار دو بعدی تغییرات $\frac{B_\varphi}{B_0}$ بر حسب z به ازای b های متفاوت فاصله از چشمه تا مرکز شیء را $|z_s| = 1 \text{ cm}$ و فاصله از مرکز تا سطح تصویر را $z_i = 10 \text{ cm}$ ، انرژی پروتون را $\epsilon_p = \frac{1}{2} m_p v_p^2 = 14.7 \text{ MeV}$ ، برای جرم پروتون m_p و سرعت پروتون v_p ، $a = 100 \mu\text{m}$ را b و a را $b = 300 \mu\text{m}$ در نظر می گیریم. بنابراین این حالت با تقریب $() \sim 10^{-2} a/|z_s|$ سازگار است. در بررسی تحلیلی مربوط به انحراف پروتون، از کوچک بودن ابعاد b نسبت به شعاع ژيروسکوپ $\rho \sim 3 \text{ cm}$ ، برای میدان هایی تیز استفاده می کنیم. که این به ما اجازه استفاده از یک تقریب خطی را می دهد. خطای احتمالی این فرض کمتر از ۱۰٪ است. با آن در می یابیم که زاویه انحراف α با شعاع r_0 مربوط به نقطه ای که در آن پروتون ها با سطح شیء برخورد می کنند متناسب است بدین صورت که: $\alpha = \mu \frac{r_0}{a} \exp\left(-\frac{r_0^2}{a^2}\right)$ ، که در آن: $\mu = \frac{\sqrt{\pi} |e| B_0 b}{m_p v_p c}$ یک پارامتر بدون بعد متناظر با برهمکنش است و e بار بنیادی است. برای چشمه پروتونی 14.7 MeV ، v_p/c برابر است با: $v_p/c = 0.177$ و $\mu = 3.2 \times$ (شکل ۲ را ببینید). $B_0 [T] b [\mu\text{m}]$



شکل ۲: نمودار تغییرات μ بر حسب b به ازای B_0 های مختلف.

موقعیت نقطه در صفحه تصویر با رابطه $r = z_i \left(-\frac{r_0}{z_s} \mp \alpha(r_0) \right)$ تعیین می شود. که در آن علامت منفی مربوط به حالت

کانونی و علامت مثبت مربوط به حالت غیر کانونی است. مشتق $\frac{dr}{dr_0}$ به صورت: $\frac{dr}{dr_0} = \frac{z_i}{z_s} \left[1 \mp \frac{\mu |z_s|}{a} f(r_0/a) \right]$

است که در آن: $f\left(\frac{r_0}{a}\right) = \left(1 - 2\frac{r_0^2}{a^2}\right) e^{-\frac{r_0^2}{a^2}}$ مقدار μ کوچک (میدان مغناطیسی کوچک) جمله دوم قابل

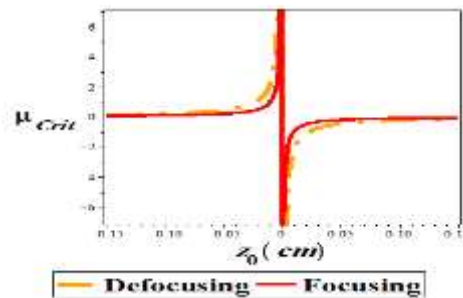
چشمپوشی است و فقط جمله اولی دارای یک بزرگنمایی یکنواخت است. هنگامیکه یکی μ را افزایش می دهد شرط

$\frac{dr}{dr_0} = 0$ در نهایت به برخی از مقادیر مختلف μ_{crit} برای حالت های کانونی و غیر کانونی می رسد. برای حالت کانونی

این مقدار بحرانی برابر است با: $\mu_{crit} = -\frac{a}{z_0}$ در حالی که برای حالت غیرکانونی این مقدار بحرانی برابر است با:

$$\mu_{crit} = -\frac{a}{z_0} \frac{e^{3/2}}{2} \approx -2.24 \frac{a}{z_0}$$

(شکل ۳ را ببینید)



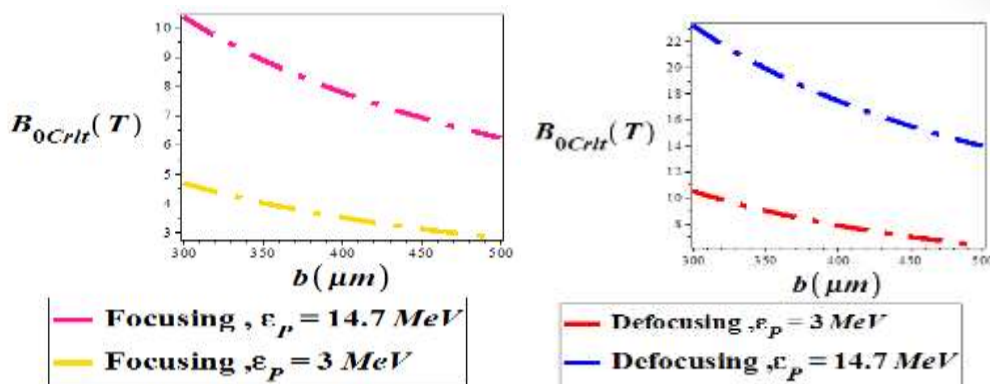
شکل ۳: نمودار مقادیر مختلف μ_{crit} برای حالت های کانونی و غیر کانونی.

با معرفی مقادیر مربوط به ثابت های جهانی یکی از آنها به عبارت های $B_0 \text{ crit}[T] = -8.12 \frac{a}{b} \sqrt{\frac{\epsilon_p [\text{MeV}]}{z_s [\text{cm}]}}$

برای میدان های مغناطیسی بحرانی می رسد روابط بالا به ترتیب برای میدان های

مغناطیسی بحرانی در حالت های کانونی و غیر کانونی می باشد. با استفاده از پارامترهای ورودی برای این حالت های

نمونه به ترتیب میدان هایی با مقادیر 10.38 T و 23.26 T بدست می آوریم. (شکل ۴ را ببینید)

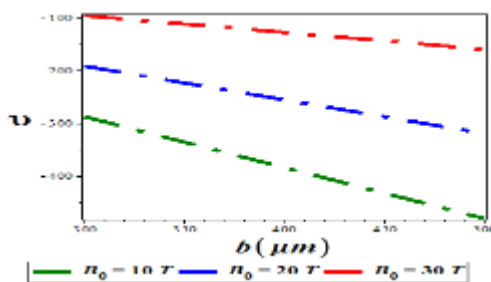


شکل ۴: نمودار تغییرات $B_0 \text{ crit}$ برای پروتونهای حاصل از پروتون های با انرژی 3MeV حاصل از همجوشی واکنشهای D-D و پروتون های با انرژی 14,7 MeV حاصل از همجوشی واکنشهای D-3He در دو حالت کانونی و غیر کانونی .

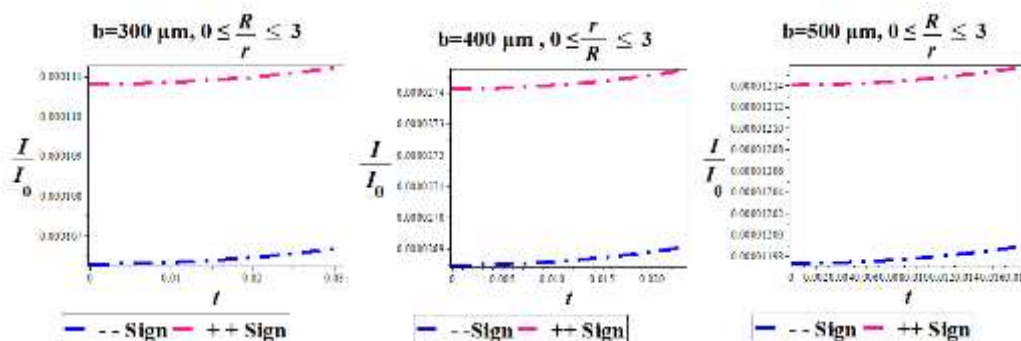
با استفاده از معادلات (۴-۸) توزیع شدت در صفحه تصویر را می توان برای μ که از مقدار بحرانی μ کوچکتر است را در فرم پارامتری برای پارامتر t به صورت زیر ارائه کرد:

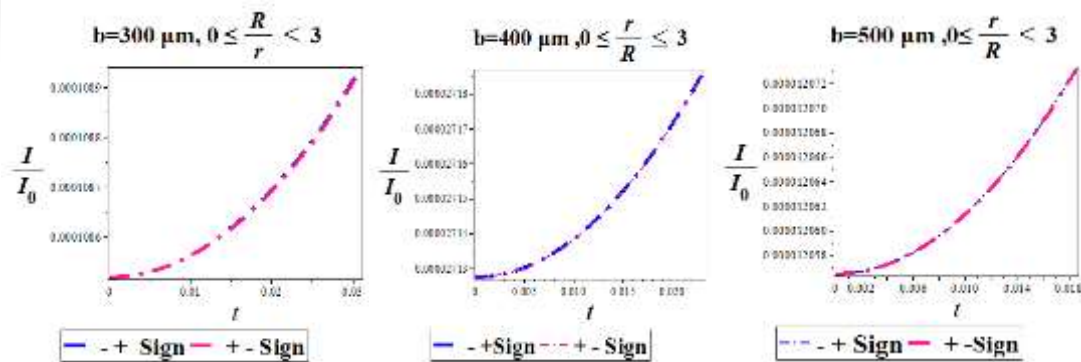
$$\frac{I}{I_0} = |e^{-2t^2} (v \mp e^{t^2}) (e^{t^2} \mp v(1 - 2t^2))|^{-1} \quad (1)$$

که در آن $v \equiv -\frac{\mu z_s}{a}$ و $\frac{r}{R} = t |1 \mp v e^{-t^2}|$ (شکل ۵ رابینید) در اینجا I_0 شدت در مرکز صفحه تصویر در غیاب شیء است و R برابر با $R = -\frac{z_i a}{z_s}$ می باشد. همچنین می توان توزیع های شدت را برای میدان هایی با بیش از مقادیر بحرانی رسم کرد. (شکل ۶ رابینید)



شکل ۵: نمودار تغییرات v بر حسب b به ازای مقادیر مختلف B_0





شکل ۶: نمودار تغییرات $\frac{I}{I_0}$ بر حسب t به ازای علامتهای مثبت و منفی موجود در معادلات ۱ و به ازای $\frac{r}{R} = t|1 \mp ve^{-t^2}|$ حسب محدوده تغییرات b از ۳۰۰ تا ۵۰۰ میکرو متر

بحث و نتیجه گیری:

رادیوگرافی پروتونی تک انرژی میدان های خود تولید شونده الکتریکی و مغناطیسی در ارتباط با برهمکنش لیزر و فویل، کپسول های ICF رمبیده و هولرام های قرار گرفته در معرض تابش لیزر را ارائه میدهد. در این مقاله، ما توانستیم از لحاظ تئوری میدان های الکترومغناطیسی را معرفی کرده و پارامترهای مربوطه را محاسبه کنیم. رادیوگرافی پروتونی یک روش تشخیصی مفید در حوزه فعالیت های علمی و تجربی مهم است که به پلاسماهایی با چگالی انرژی بالا مربوط است.

مراجع:

1. Committee on High Energy Density Plasma Physics, Plasma Science Committee, and National Research Council, *Frontiers in High Energy Density Physics: The X-Games of Contemporary Science* (The National Academies Press, 2003).
2. A. B. Zylstra, C. K. Li, H. G. Rinderknecht, F. H. S_equin, R. D. Petrasso, C. Stoeckl, D. D. Meyerhofer, P. Nilson, T. C. Sangster, S. Le Pape, A. Mackinnon, and P. Patel, \Using high-intensity laser-generated energetic protons to radiograph directly driven implosions." *The Review of scienti_cinstruments* 83, 013511 (2012).
3. N. L. Kugland, D. D. Ryutov, P.-Y. Chang, R. P. Drake, G. Fiksel, D. H. Froula, S. H. Glenzer, G. Gregori, M. Grosskopf, M. Koenig, Y. Kuramitsu, C. Kuranz, M. C. Levy, E. Liang, J. Meinecke, F. Miniati, T. Morita, A. Pelka, C. Plechaty, R. Presura, A. Ravasio, B. a. Remington, B. Reville, J. S. Ross, Y. Sakawa, A. Spitkovsky, H. Takabe, and H.-S. Park, \Self-organized electromagnetic field structures in laser-produced counter-streaming plasmas," *Nature Physics* 8, 809{812 (2012).
4. P. Nilson, L. Willingale, M. Kaluza, C. Kamperidis, S. Minardi, M. Wei, P. Fernandes, M. Notley, S. Bandyopadhyay, M. Sherlock, R. Kingham, M. Tatarakis, Z. Najmudin, W. Rozmus, R. Evans, M. Haines, a. Dangor, and K. Krushelnick, \Magnetic Reconnection and Plasma Dynamics in Two-Beam Laser-Solid Interactions," *Physical Review Letters* 97, 255001 (2006).
5. L. Willingale, P. M. Nilson, M. C. Kaluza, a. E. Dangor, R. G. Evans, P. Fernandes, M. G. Haines, C. Kamperidis, R. J. King-ham, C. P. Ridgers, M. Sherlock, a. G. R. Thomas, M. S. Wei, Z. Najmudin, K.



- Krushelnick, S. Bandyopadhyay, M. Notley, S. Minardi, M. Tatarakis, and W. Rozmus, "Proton dectometry of a magnetic reconnection geometry," *Physics of Plasmas* 17, 043104 (2010).
6. C. Li, F. S_equin, J. Frenje, J. Rygg, R. Petrasso, R. Town, P. Amendt, S. Hatchett, O. Landen, a. Mackinnon, P. Patel, M. Tabak, J. Knauer, T. Sangster, and V. Smalyuk, "Observation of the Decay Dynamics and Instabilities of Megagauss Field Structures in Laser-Produced Plasmas," *Physical Review Letters* 99, 015001 (2007).
7. L. Gao, P. M. Nilson, I. V. Igumenshev, G. Fiksel, R. Yan, J. R. Davies, D. Martinez, V. Smalyuk, M. G. Haines, E. G. Blackman, D. H. Froula, R. Betti, and D. D. Meyerhofer, "Observation of Self-Similarity in the Magnetic Fields Generated by the Ablative Nonlinear Rayleigh-Taylor Instability," *Physical Review Letters* 110, 185003 (2013).
8. G. Hogan, K. Adams, K. Alrick, J. Amann, J. Boissevain, M. Crow, S. Cushing, J. Eddelman, C. Espinoza, T. Fife, R. Gal-legos, J. Gomez, T. Gorman, N. Gray, V. Holmes, S. Jaramillo, N. King, J. Knudson, R. London, R. Lopez, J. McClelland, F. Merrill, K. Morley, C. Morris, C. Mottershead, K. Mueller, F. Neri, D. Numkena, P. Pazuchanics, C. Pillai, R. Prael, C. Riedel, J. Sarracino, A. Saunders, H. Stacy, B. Takala, H. Thiessen, H. Tucker, P. Walstrom, G. Yates, H.-J. Zioc, J. Zumbro, E. Ables, M. Aufderheide, P. Barnes, R. Bionta, D. Fujino, E. Hartouni, H.-S. Park, R. Soltz, D. Wright, S. Balzer, P. Flores, R. Thompson, A. Pendzick, R. Prigl, J. Scaduto, E. Schwaner, and J. O'Donnell, "Proton radiography," in *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (Cat.No.99CH36366)*, Vol. 1 (IEEE, 1999) pp. 579-583.
9. M. Borghesi, C. A. Cecchetti, T. Toncian, J. Fuchs, L. Romagnani, S. Kar, P. A. Wilson, P. Antici, P. Audebert, E. Brambrink, A. Pipahl, M. Amin, R. Jung, J. Osterholz, O. Willi, W. Nazarov, R. J. Clarke, M. Notley, D. Neely, P. Mora, T. Gris-mayer, G. Schurtz, A. Schiavi, Y. Sentoku, and E. D'Humieres, "Laser-Driven Proton Beams: Acceleration Mechanism, Beam Optimization, and Radiographic Applications," *IEEE Transactions on Plasma Science* 36, 1833-1842 (2008).