

О. НОВАК, М. ДЯЧЕНКО, О. ПАДУСЕНКО, Р. ХОЛОДОВ

Інститут прикладної фізики НАН України

(Вул. Петропавлівська, 58, Суми 40000; e-mail: novak-o-p@ukr.net)

ПОДВІЙНЕ ПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ ВАКУУМУ В ПОЛІ КІЛЬЦЯ ЗІ СТРУМОМ ТА НАПРАВЛЕНОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

УДК 530.145

Теоретично розглянуто ефект подвійного променезаломлення вакууму в зовнішньому полі, створеному кільцевим генератором магнітного поля з лазерною ЕРС, а також в полі направленої хвилі в прямокутному хвилеводі. Розраховано еліптичність, якої набуває лінійно поляризований лазерний промінь, що поширюється в полях вказаної конфігурації. Одержані результати порівнюються з характеристиками сучасного експерименту PVLAS, метою якого є спостереження ефекту подвійного променезаломлення вакууму в магнітному полі.

Ключові слова: квантова електродинаміка в сильних полях, подвійне променезаломлення, поляризація вакууму, магнітне поле, лазерне випромінювання.

1. Вступ

Рівняння класичної електродинаміки є лінійними, тому взаємодія фотонів з фотонами та зовнішніми полями відсутня в класичній теорії. Співвідношення невизначеностей, однак, дозволяє утворення фотонами віртуальних електрон-позитронних пар. Такі пари можуть взаємодіяти з полями та іншими фотонами. Таким чином, квантова теорія передбачає низку нелінійних вакуумних ефектів, серед яких – зміна поляризації фотонів, що поширюються в зовнішньому магнітному полі. Даний ефект, відомий як подвійне променезаломлення вакууму (magnetic vacuum birefringence), був вперше передбачений у роботі [1]. В рамках теорії розсіяння, процес описується діаграмою Фейнмана, зображеною на рис. 1. Дослідження цього процесу в загальному випадку вимагає обчислення поляризаційного оператора [2–5]. В низькоенергетичному наближенні, $\hbar\omega \ll mc^2$, широко використовується ефективний лагранжиан, одержаний в [1].

Першим прямим свідченням ефекту подвійного променезаломлення вакууму вважається високий ступінь поляризації оптичного випромінювання ізольованої нейтронної зірки RX J1856.5–3754 [6]. Згідно з існуючими моделями атмосфер пульсарів, значну поляризацію їх випромінювання

можна пояснити лише впливом вакуумних ефектів в надсильних полях нейтронних зірок [7–12].

У лабораторних умовах ефект досі не спостерігався внаслідок його слабкості в полях, доступних для експерименту. Пряме спостереження зміни поляризації променя в магнітному полі є метою експерименту PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con LASer), що проводиться на базі Національного інституту ядерної фізики в м. Феррара, Італія [13–15]. Методика базується на вимірюванні величини еліптичності, якої набуває лінійно поляризований лазерний промінь з довжиною хвилі $\lambda = 1064$ нм, що проходить шлях $L = 1,64$ м в магнітному полі з індукцією $B \approx 2,5$ Тл у вакуумі. Для посилення ефекту використовується резонатор Фабрі–Перо, який збільшує шлях променя в полі з коефіцієнтом помноження $\sim 10^5$. Для наведених параметрів теоретичне значення еліптичності становить $\psi \approx 1,6 \cdot 10^{-16}$ на одне проходження. Незважаючи на значний прогрес в експериментальній техніці, на сьогодні точність вимірювання еліптичності все ще на порядок нижча за необхідну для реєстрації ефекту [15].

У даній роботі теоретично досліджується ефект подвійного променезаломлення вакууму в альтернативних конфігураціях поля. Розділ 2 містить короткий огляд теорії ефекту зміни поляризації променя в зовнішньому полі. В розділі 3 розраховано еліптичність, якої набуває лінійно поляризований

© О. НОВАК, М. ДЯЧЕНКО, О. ПАДУСЕНКО,
Р. ХОЛОДОВ, 2018

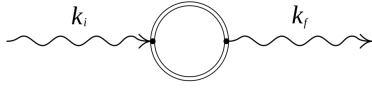


Рис. 1. Діаграма Фейнмана процесу зміни поляризації фотона в магнітному полі. Подвійні лінії позначають електронний пропагатор у зовнішньому полі

промінь в полі кільцевого генератора з лазерною ЕРС. В розділі 4 розглядається можливість спостереження ефекту з використанням радіочастотних хвилеводів.

2. Теорія

Для дослідження еволюції поляризації променя в зовнішньому полі зручно скористатися методикою, розробленою в роботі [16]. В цьому розділі використовується релятивістська система одиниць: $\hbar = c = 1$.

З практичної точки зору поляризація фотонів описується параметрами Стокса Q, U, V . Ці параметри тісно пов'язані з матрицею густини імовірності фотонів, яка в базисі лінійних поляризацій має вигляд

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q & U - iV \\ U + iV & I - Q \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Отже, еволюцію параметрів Стокса можна знайти, знаючи рівняння для ρ . Зауважимо, що ρ може бути виражена через середнє оператора числа фотонів $\hat{D}_{ij} = \hat{a}_i^+ \hat{a}_j$,

$$\langle D_{ij}(\mathbf{k}) \rangle = (2\pi)^3 2\omega \delta^3(0) \rho_{ij}(\mathbf{k}), \quad (2)$$

де ω, \mathbf{k} – частота та хвильовий вектор фотона. В свою чергу, еволюція оператора числа фотонів визначається гамільтоніаном взаємодії [17]:

$$\left\langle \frac{d\hat{D}_{ij}}{dt} \right\rangle \approx i \left\langle \left[\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}, \hat{D}_{ij} \right] \right\rangle. \quad (3)$$

Даний вираз одержано в найнижчому наближенні по взаємодії фотонів з полем $\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}$. Права частина (3) описує лише зміну поляризації фотонів, тоді як доданками, що відповідають процесам розсіяння, було знехтувано.

У наближенні малих енергій доцільно скористатися ефективним лагранжианом Ейлера–Гейзенберга [1]:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{\alpha^2 (4\pi)^2}{180m^4} [5(\mathcal{F}_{\mu\nu} \mathcal{F}^{\mu\nu})^2 -$$

$$- 14\mathcal{F}_{\mu\nu} \mathcal{F}^{\nu\lambda} \mathcal{F}_{\lambda\sigma} \mathcal{F}^{\sigma\mu}], \quad (4)$$

де α – стала тонкої структури, m – маса електрона.

З метою розглянути взаємодію фотонів із зовнішнім полем, замінимо в (4) тензор електромагнітного поля відповідно до $\mathcal{F}^{\mu\nu} = F^{\mu\nu} + f^{\mu\nu}$, де $F^{\mu\nu}$ – повільно змінюване зовнішнє поле, а квантове поле $f^{\mu\nu}$ відіграє роль малого збурення гамільтоніана. Щоб скористатися рівнянням (3), тензор $f^{\mu\nu}$ треба виразити через оператори народження та знищення фотонів \hat{a}, \hat{a}^+ , що входять в 4-потенціал A_ν :

$$f^{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu, \quad (5)$$

$$\hat{A}^\nu = \sqrt{4\pi} \int \frac{d^3k / (2\pi)^3}{\sqrt{2\omega}} \times \sum_{s=1,2} [\hat{a}_{\mathbf{k}s} e_s^\nu e^{-ikr} + \hat{a}_{\mathbf{k}s}^+ e_s^{\nu*} e^{ikr}], \quad (6)$$

де $e_{1,2} = (0, \mathbf{e}_{1,2})$ – 4-вектор поляризації фотонів.

Скориставшись виразами (1)–(6), після нескладних перетворень одержимо систему диференціальних рівнянь відносно параметрів Стокса. Дану систему зручно записати у векторному вигляді, ввівши за означенням вектор Стокса $\mathbf{S} = (Q, U, V)$:

$$\dot{\mathbf{S}} = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{S}], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Omega_x &= -G(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2), \\ \Omega_y &= 2G\varepsilon_1\varepsilon_2, \\ \Omega_z &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Тут введено позначення

$$G = \frac{\alpha^2}{4\pi} \frac{2\omega}{15m^4}, \quad (9)$$

$$\varepsilon_i = \mathbf{E}\mathbf{e}_i - \mathbf{B}[\mathbf{n} \times \mathbf{e}_i], \quad i = x, y, \quad (10)$$

\mathbf{E}, \mathbf{B} – вектори напруженості та індукції зовнішнього поля, $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ – одиничний вектор, що задає напрям хвилі. Рівняння (7) також було одержано в [18] та детально проаналізовано для постійного однорідного зовнішнього поля [19, 20]. Чисельний розв'язок (7) дозволяє знайти поляризацію фотонів в повільно змінюваному електромагнітному полі довільної конфігурації.

3. Кільцевий генератор з лазерною ЕРС

Як випливає з рівнянь (7)–(10), величина ефекту подвійного променезаломлення вакууму пропорційна квадрату індукції зовнішнього магнітного поля. Отже, природним шляхом до експериментального виявлення ефекту є збільшення сили поля. В лабораторних умовах найсильніше стаціонарне поле індукцією близько 45 Тл було одержане за допомогою гібридних надпровідних магнітів [21]. Неруйнуючі методи генерації імпульсного поля дають змогу одержати поля близько 100 Тл та тривалістю в кілька мікросекунд. Останнім часом значний інтерес викликають генератори магнітного поля з лазерною ЕРС, що дозволяють створювати імпульси поля з індукцією кількисот Тл тривалістю порядку наносекунд [22–27].

Генератор являє собою одиничний виток провідника, приєднаний до конденсатора-мішені (рис. 2). Одна з обкладок мішені опромінюється потужним лазерним імпульсом. Резонансне поглинання випромінювання призводить до сильного розігріву електронів, які потрапляють на іншу обкладку конденсатора та створюють значну напругу між пластинками. Електричний струм, що протікає по витку, створює сильне магнітне поле. В роботі [27] повідомляється про спостереження пікового магнітного поля індукцією 610 ± 30 Тл в експериментах з генератором з діаметром витка 0,5 мм.

Оцінимо величину еліптичності, спричинену ефектом подвійного променезаломлення вакууму в можливому експерименті з таким генератором поля. Для спрощення вважатимемо, що поле є квазістаціонарним. Таке припущення ґрунтується на тому, що час проходження променем характерних розмірів поля становить пікосекунди, і є на 3 порядки меншим за час існування поля. Вважатимемо, що генератор являє собою кільце зі струмом та скористаємося циліндричною системою координат з початком в центрі кільця та віссю Oz , направленою перпендикулярно площині кільця. Радіус кільця виберемо рівним $R = 0,5$ мм, а індукцію в його центрі $B_0 = 500$ Тл. Поле кільця зі струмом в довільній точці простору (ρ, ϕ, z) визначається через радіус та індукцію в центрі як

$$B_\rho = \frac{B_0 R}{\pi} \frac{z}{u^2 w \rho} [(z^2 + \rho^2 + R^2)E(q^2) - u^2 K(q^2)],$$

$$B_\phi = 0,$$

$$B_z = \frac{B_0 R}{\pi} \frac{1}{u^2 w} [(R^2 - z^2 - \rho^2)E(q^2) + u^2 K(q^2)], \quad (11)$$

де введено позначення

$$q^2 = 1 - u^2/w^2,$$

$$u = z^2 + (R - \rho)^2,$$

$$w = z^2 + (R + \rho)^2. \quad (12)$$

Рівняння (7) були чисельно проінтегровані в зовнішньому полі (11). Початкова поляризація лазерного променя вибрана лінійною з параметрами Стокса:

$$\mathbf{S}_0 = (0, 1, 0), \quad (13)$$

тобто площина поляризації променя утворює кут 45° з осями системи координат, відносно якої визначається поляризація.

Внаслідок проходження через зовнішнє поле лінійно поляризований промінь набуває ненульової циркулярної поляризації $V \neq 0$. На практиці її зручно характеризувати еліптичністю K , яка для $U = 1, V \ll 1$ може бути визначена як

$$K \approx 2V. \quad (14)$$

На рис. 3 зображено результуючу еліптичність променів, що поширювалися перпендикулярно площині кільця. Картина симетрична відносно повороту на 180° . Дійсно, рівняння (7)–(10) квадратичні відносно поля, тому вони не змінюються при заміні $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$. З рівнянь (10) також випливає, що внесок дають лише компоненти поля, перпендикулярні до хвильового вектора променя. Справді, як видно з рис. 3, ефект відсутній для променя, що поширюється через центр кільця. Найбільший ефект спостерігається поблизу самого кільця, але

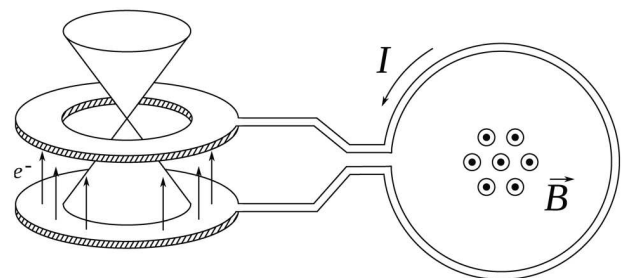


Рис. 2. Схематичний вигляд генератора з лазерною ЕРС

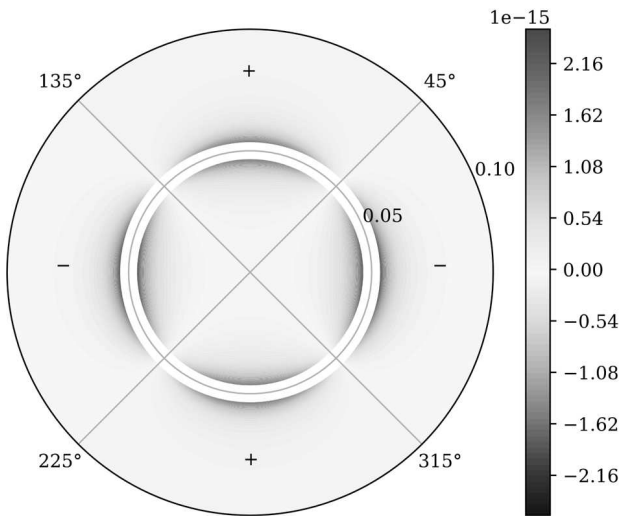


Рис. 3. Еліптичність променів, що поширюються перпендикулярно площині витка

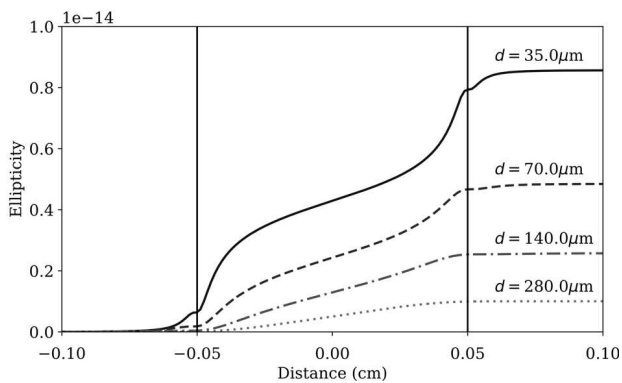


Рис. 4. Залежність еліптичності від відстані, пройденої в полі витка. Промінь поширюється паралельно витку на відстані d в одній площині з його центром. Вертикальні лінії зображують положення витка

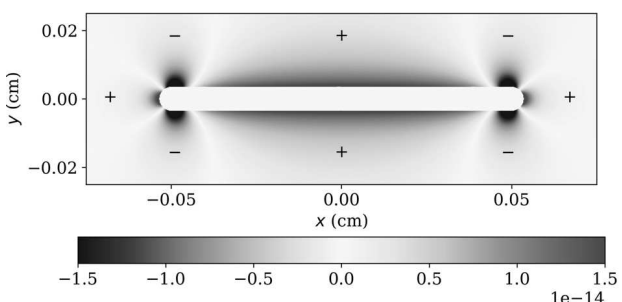


Рис. 5. Еліптичність променів, що поширюються паралельно площині витка

така ситуація несприятлива для експериментального спостереження ефекту, оскільки під час експерименту кільце руйнується, а область поблизу нього виявляється заповненою плазмою, що неминуче внесе невизначеність в результати.

Більш доцільною є конфігурація, коли промінь поширюється паралельно площині кільця на деякій відстані d від нього. На рис. 5 зображено кінцеву еліптичність променів в даному випадку. Зазначимо, що ефект може бути посилений використанням двох генераторів в конфігурації Гельмгольца, як це було зроблено в [27]. На рис. 4 зображено еволюцію еліптичності в даному випадку залежно від відстані, яку проходить промінь в полі кільця для різних значень d . Як видно, величина ефекту може досягати 10^{-15} , що на порядок більше, ніж в експерименті PVLAS [14, 15].

Зазначимо, що в PVLAS [14, 15] для збільшення шляху променя в полі використовується резонатор Фабрі-Перо з коефіцієнтом помноження $N \sim 10^5$. Імпульсний характер поля генератора з лазерною ЕРС може обмежити можливі значення коефіцієнта помноження. Справді, припустимо, що розмір інтерферометра за порядком величини порівняний з розміром самого кільця. Тоді час прольоту променя через резонатор становить $\sim 10^{-12}$ с. Враховуючи, що час життя поля становить кілька наносекунд, знайдемо, що максимальний коефіцієнт помноження також досягає 10^5 .

Підсумовуючи, можна зробити висновок про те, що використання генератора з лазерною ЕРС в експериментах зі спостереження подвійного променезаломлення вакууму може збільшити значення ефекту на порядок. З іншого боку, руйнівний характер генератора може ускладнити проведення таких експериментів та знизити їх точність.

Оцінимо тиск залишкової атмосфери p , за якого ефект променезаломлення вакууму має таке ж значення, як і подібний ефект в газах (ефект Коттона-Мутона). Еліптичність, пов'язану з ефектом Коттона-Мутона, можна знайти з виразу [15, 28]:

$$K = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\frac{B}{1 \text{ Тл}} \right)^2 \left(\frac{p}{1 \text{ атм}} \right) \Delta n_u, \quad (15)$$

де Δn_u – одиничний ефект за тиску 1 атм та індукції поля 1 Тл. Значення Δn_u були виміряні експериментально [28, 29]. Наприклад, для аргону маємо $\Delta n_u \approx 4,3 \cdot 10^{-15}$. Тоді для характерних параме-

трів задачі знайдемо $p \sim 10^{-9}$ атм. Зазначимо, що аналогічна оцінка для умов експерименту PVLAS дає таке ж значення тиску.

4. Радіочастотний хвилевід

Останнім часом значний інтерес викликає можливість спостерігати ефект подвійного променезаломлення вакууму в полі лазерної хвилі. Сучасні лазерні установки можуть створювати напруженості поля, які значно перевищують значення доступних в лабораторних умовах магнітних полів. В рамках проєкту Extreme Light Infrastructure (ELI) планується створення ще потужніших лазерів, поля яких досягнуть критичного квантово-електродинамічного значення $\sim 10^{16}$ В/см.

У даній роботі розглянемо альтернативну постановку експерименту, в якій роль зовнішнього поля відіграє електромагнітна хвиля, що поширюється в прямокутному порожнистому хвилеводі (рис. 6). На даний час найпотужнішими джерелами мікрохвильового випромінювання є клістри. Зокрема, в Національній прискорювальній лабораторії SLAC (SLAC National Accelerator Laboratory, США) побудовано клістри з робочою частотою 11,424 ГГц, що мають пікову потужність 75 МВт [30].

Як відомо [31], поле \mathcal{F} в хвилеводі має вигляд стоячих хвиль в поперечних напрямках та біжучої хвилі в поздовжньому:

$$\mathcal{F} = \text{Re}\mathbf{F}(x, y)e^{i(\omega t - \Gamma z)}. \quad (16)$$

Поперечні хвильові числа визначаються геометрією хвилеводу:

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \chi_x^2 + \chi_y^2, \\ \chi_x &= \frac{m\pi}{a}, \quad \chi_y = \frac{n\pi}{b}, \end{aligned} \quad (17)$$

де a, b – довжини сторін хвилеводу, а m, n – цілі числа. Поздовжнє хвильове число Γ визначається як

$$\Gamma^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \chi^2. \quad (18)$$

Частота ω_c , для якої виконується співвідношення $\Gamma = 0$, має назву критичної частоти. За частот, нижчих від ω_c , поздовжнє хвильове число стає уявним, а поширення хвилі – неможливим (явище відсічки).

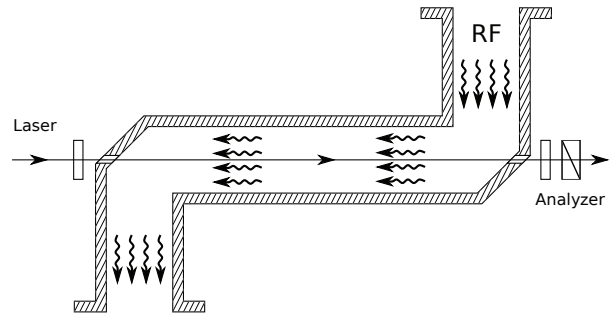


Рис. 6. Використання радіочастотного хвилеводу в ролі джерела зовнішнього поля

Особливістю хвиль, що поширюються в порожнистих хвилеводах, є наявність поздовжньої компоненти електричного або магнітного поля. Відповідно, можливі хвилі відносять до Н- або Е-типу. Числа m та n , які визначають поперечне хвильове число, прийнято вказувати як індекси біля позначення типу моди. Найнижчу частоту мають хвилі H_{01} та H_{10} , які називаються основними.

Поперечні компоненти поля Н-хвилі визначаються такими формулами:

$$\begin{cases} E_x = -F_0 \frac{\chi_y}{\chi} \cos \chi_x x \sin \chi_y y, \\ E_y = -F_0 \frac{\chi_x}{\chi} \sin \chi_x x \cos \chi_y y, \\ B_x = -F_0 \frac{\chi_x}{\chi} W_E \sin \chi_x x \cos \chi_y y, \\ B_y = -F_0 \frac{\chi_y}{\chi} W_E \cos \chi_x x \sin \chi_y y, \end{cases} \quad (19)$$

де W_E – хвильовий опір.

Амплітуда поля F_0 в наведених рівняннях може бути визначена за потоком енергії \bar{P} через переріз хвилеводу:

$$F_0^2 = \bar{P} \frac{4\pi}{c} \frac{W_H}{ab} \delta_0, \quad (20)$$

де $\delta_0 = 4$ для основної хвилі та $\delta_0 = 8$ для всіх інших. У випадку хвилеводу, не заповненого діелектриком, для хвильових опорів W_H, W_E виконуються співвідношення

$$W_E = \frac{\Gamma}{\omega/c}, \quad W_E W_H = 1. \quad (21)$$

Амплітуда поля Е-хвилі визначається подібними виразами [31].

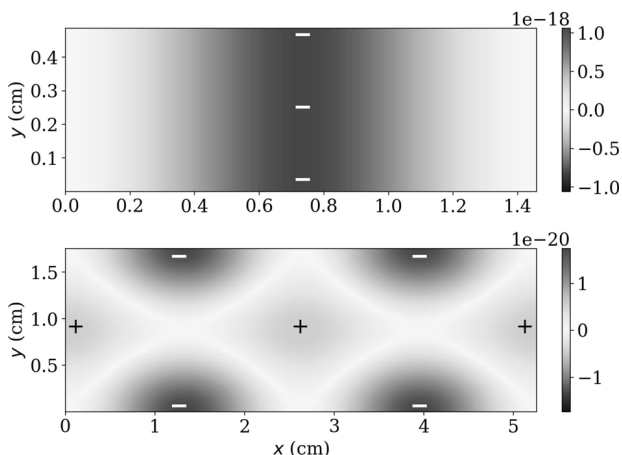


Рис. 7. Еліптичність променів, що поширюються вздовж хвилеводу в різних точках його поперечного перетину. Верхня панель: хвиля H_{10} ; нижня панель: хвиля E_{21}

Визначимо еліптичність, якої набуває пробний лінійно поляризований промінь ($U = 1$), що поширюється в хвилеводі паралельно його осі. Для зручності порівняння, візьмемо довжину хвилі пробного променя $\lambda = 1064$ нм та довжину шляху $L = 164$ см, що відповідає умовам експерименту PVLAS. Характеристики джерела мікрохвиль, що відіграють роль зовнішнього поля, виберемо виходячи з характеристик клістронів високої потужності, розроблених в центрі SLAC: потужність 75 МВт та частота $\nu = 11,424$ ГГц. Для остаточного задання поля (19), необхідно вибрати геометричні розміри хвилеводу. Зазначимо, що характеристики основної хвилі H_{10} залежать лише від сторони a . В ролі ілюстрації, виберемо співвідношення сторін $a : b = 3 : 1$, а фактичний розмір a визначимо з умови, щоб відстройка робочої частоти мікрохвилі від критичної частоти хвилеводу становила $(\omega - \omega_c)/\omega = 0,1$.

На рис. 7 зображено еліптичність пробного променя в різних точках перетину хвилеводу. Як бачимо, за порядком величини еліптичність становить 10^{-18} , що значно гірше, ніж в експерименті PVLAS з постійним магнітним полем. Причиною такої відмінності є низьке значення індукції поля в хвилеводі, яка в даному випадку становить лише $\approx 0,2$ Тл. Щоб досягнути значень 2,5 Тл, потужність \bar{P} повинна досягати ~ 15 ГВт, що на даний момент неможливо з практичної точки зору.

5. Висновки

Ефект подвійного променезаломлення вакууму в зовнішньому полі був теоретично передбачений на початку ХХ століття, однак дотепер не спостерігався експериментально. На сьогодні найбільш точним експериментом з вимірювання променезаломлення вакууму залишається PVLAS [14,15], що використовує магнітне поле індукцією 2,5 Тл в ролі зовнішнього поля. Великі сподівання покладаються на майбутні лазерні установки, які дозволять досягнути критичного значення напруженості поля.

У даній роботі розглянуто можливість спостереження ефекту в альтернативних конфігураціях зовнішнього поля – в полі кільцевого генератора з лазерною ЕРС та полі радіочастотного хвилеводу.

У випадку використання генератора з лазерною ЕРС, спостережуваний ефект подвійного променезаломлення може на порядок перевищувати його значення для умов експерименту PVLAS. З іншого боку, деструктивний характер генерації може створювати практичні труднощі та знизити точність експерименту.

У випадку використання мікрохвильового поля та хвилеводу, ефект значно нижчий для існуючих джерел мікрохвиль. Потужність, необхідна для збільшення ефекту до спостережуваних значень, становить ~ 15 ГВт, що значно перевищує сучасні можливості.

Дана робота підтримана Грантом Президії НАН України для молодих учених № 0117U001760.

1. W. Heisenberg and H. Euler. Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons. *Z. Phys.* **98**, 714 (1936).
2. A.E. Shabad. Photon dispersion in a strong magnetic field. *Ann. Phys.* **90**, 166 (1975).
3. А.Е. Шабад. Поляризация вакуума и квантового релятивистского газа во внешнем поле. *Труды ФИАН* **192**, 5 (1988).
4. A.E. Shabad. Photon propagation in a supercritical magnetic field. *J. Exp. Theor. Phys.* **98**, 186 (2004).
5. A.E. Shabad, V.V. Usov. Real and virtual photons in an external constant electromagnetic field of most general form. *Phys. Rev. D* **81**, 125008 (2010).
6. R.P. Mignani, V. Testa, D. González Cianiulef, R. Taverna, R. Turolla, S. Zane, K. Wu. Evidence for vacuum birefringence from the first optical-polarimetry measurement of the isolated neutron star RX J1856.5–3754. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 492 (2017).
7. J.S. Heyl, N.J. Shaviv. Polarization evolution in strong magnetic fields. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **311**, 555 (2000).

8. J.S. Heyl, N.J. Shaviv. QED and the high polarization of the thermal radiation from neutron stars. *Phys. Rev. D* **66**, 023002 (2002).
9. M. van Adelsberg, D. Lai. Atmosphere models of magnetized neutron stars: QED effects, radiation spectra and polarization signals. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **373**, 1495 (2006).
10. R. Fernández, S.W. Davis. The X-ray polarization signature of quiescent magnetars: effect of magnetospheric scattering and vacuum polarization. *Astrophys. J.* **730**, 131 (2011).
11. R. Taverna, R. Turolla, D. González Paniulef, S. Zane, F. Muleri, P. Soffitta. Polarization of neutron star surface emission: a systematic analysis. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **454**, 3254 (2015).
12. D. González Paniulef, S. Zane, R. Taverna, R. Turolla, K. Wu. Polarized thermal emission from X-ray Dim Isolated Neutron Stars: the case of RX J1856.5–3754. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 3585 (2016).
13. E. Zavattini, G. Zavattini, G. Ruoso, G. Raiteri, E. Polacco, E. Milotti, V. Lozza, M. Karuza, U. Gastaldi, G. Di Domenico, F. Della Valle, R. Cimino, S. Carusotto, G. Cantatore, M. Bregant. New PVLAS results and limits on magnetically induced optical rotation and ellipticity in vacuum. *Phys. Rev. D* **77**, 032006 (2008).
14. F. Della Valle, E. Milotti, A. Ejlli, G.M.L. Piemontese, G. Zavattini, U. Gastaldi, R. Pengo, G. Ruoso. First results from the new PVLAS apparatus: A new limit on vacuum magnetic birefringence. *Phys. Rev. D* **90**, 092003 (2014).
15. F. Della Valle, A. Ejlli, U. Gastaldi, G. Messineo, E. Milotti, R. Pengo, G. Ruoso, G. Zavattini. The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry-Perot cavity. *Eur. Phys. J. C* **76**, 24 (2016).
16. S. Shakeri, S.Z. Kalantari, S.-S. Xue. Polarization of a probe laser beam due to nonlinear QED effects. *Phys. Rev. A* **95**, 012108 (2017).
17. A. Kosowsky. Cosmic microwave background polarization. *Ann. Phys.* **246**, 49 (1996).
18. H. Kubo, R. Nagata. Stokes parameters representation of the light propagation equations in inhomogeneous anisotropic, optically active media. *Opt. Commun.* **34**, 306 (1980).
19. H. Kubo, R. Nagata. Vector representation of behavior of polarized light in a weakly inhomogeneous medium with birefringence and dichroism. *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1719 (1983).
20. H. Kubo, R. Nagata. Vector representation of behavior of polarized light in a weakly inhomogeneous medium with birefringence and dichroism. II. Evolution of polarization states. *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, 30 (1985).
21. H.J. Schneider-Muntau, J. Toth, H.W. Weijers. Generation of the highest continuous magnetic fields. *IEEE T. Appl. Supercon.* **14**, 1245 (2004).
22. H. Daido, F. Miki, K. Mima, M. Fujita, K. Sawai, H. Fujita, Y. Kitagawa, S. Nakai, C. Yamanaka. Generation of a strong magnetic field by an intense CO₂ laser pulse. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 846 (1986).
23. H. Daido, K. Mima, F. Miki, M. Fujita, Y. Kitagawa, S. Nakai, C. Yamanaka. Ultrahigh Pulsed Magnetic Field Produced by a CO₂ Laser. *Japanese Journal of Applied Physics* **26**, 1290 (1987).
24. Е.С. Живописцев, А.Г. Камушкин, В.В. Коробкин, А.В. Морозов, С.Л. Мотылев. Генерация мегагауссного магнитного поля в кольцевом генераторе с лазерной ЭДС. *Квантовая электроника* **18**, 1142 (1991).
25. C. Courtois, A.D. Ash, D.M. Chambers, R.A.D. Grundy, N.C. Woolsey. Creation of a uniform high magnetic-field strength environment for laser-driven experiments. *Journal Of Applied Physics* **98**, 054913 (2005).
26. G. Liao, Y. Li, B. Zhu, Y. Li, F. Li, M. Li, X. Wang, Z. Zhang, S. He, W. Wang, F. Lu, F. Zhang, L. Yang, K. Zhou, N. Xie *et al.* Proton radiography of magnetic fields generated with an open-ended coil driven by high power laser pulses. *Matter and Radiation at Extremes* **1**, 187 (2016).
27. K.F.F. Law, M. Bailly-Grandvaux, A. Morace, S. Sakata, K. Matsuo, S. Kojima, S. Lee, X. Vaisseau, Y. Arikawa, A. Yogo, K. Kondo, Z. Zhang, C. Bellei, J.J. Santos, S. Fujioka, H. Azechi. Direct measurement of kilo-tesla level magnetic field generated with laser-driven capacitor-coil target by proton deflectometry. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 091104 (2016).
28. C. Rizzo, A. Rizzo, D.M. Bishop. The Cotton-Mouton effect in gases: experiment and theory. *Int. Rev. Phys. Chem.* **16**, 81 (1997).
29. H.-H. Mei, W.-T. Ni, S.-J. Chen, S.-S. Pan. Axion search with Q & A experiment. *Mod. Phys. Lett. A* **25**, 983 (2010).
30. D. Sprehn, G. Caryotakis, A. Haase, E. Jongewaard, L. Laurent, C. Pearson, R. Phillips. Latest Results in SLAC 75 MW PPM Klystrons. in *Proceedings of 7th Workshop on High Energy Density and High Power RF, Kalamata, Greece, 3–17 June, 2005* (Melville, American Institute of Physics, 2006), Vol. **807**, p. 137.
31. В.В. Никольский. Электродинамика и распространение радиоволн (Наука, 1973).

Одержано 30.10.18

O. Novak, M. Diachenko,
E. Padusenko, R. KholodovVACUUM BIREFRINGENCE
IN THE FIELDS OF A CURRENT COIL
AND A GUIDED ELECTROMAGNETIC WAVE

S u m m a r y

The vacuum birefringence effect in magnetic fields generated by either a laser-driven capacitor-coil generator or an electromagnetic wave in a radio frequency guide has been theoretically studied. The ellipticity acquired by a linearly polarized laser beam propagating in those fields is calculated. The obtained results are compared with the parameters of the PVLAS experiment aimed at the experimental observation of the vacuum birefringence effect in a magnetic field.