

УДК 530.145, 524.354.6

Лазуренко Д.В.<sup>1</sup>, студ.,  
Горкавенко В.М.<sup>2</sup>, к.ф.-м.н., доцент,  
Тугай А.В.<sup>3</sup>, к.ф.-м.н. асистент

### Можливість утворення конденсату скалярних полів в околі нейтронної зірки

В роботі розглядається взаємодія скалярного зарядженого поля із самодією вигляду  $\lambda(\varphi\varphi^*)^2$  з зовнішнім електричним полем. Така взаємодія може призводити до генерації ненульового вакуумного середнього скалярного поля. Розглянуто можливість існування конденсату скалярних частинок поблизу потужних гамма-джерел, наприклад, нейтронних зірок. Показано, що ефективно утворення конденсату можливе для заряджених скалярних полів  $\varphi$  з масою кванта поля  $m_\varphi < 1$  кеВ.

Ключові слова: вакуумний конденсат, зовнішнє поле, нейтронні зірки

Київський національний університет імені  
Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр. Глушкова. 4д

<sup>1</sup>e-mail: lazurenkodaniil40@gmail.com

<sup>2</sup>e-mail: gorka@univ.kiev.ua

<sup>3</sup>e-mail: tugay.anatoliy@gmail.com

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Єжов С.М.

#### Вступ

Процеси взаємодії між частинками у сучасному Всесвіті добре описуються в рамках Стандартної моделі елементарних частинок за рахунок обміну проміжними векторними бозонами, маса яких виникає завдяки їх взаємодії із скалярним полем Хігса. Поле Хігса знаходиться в стані зі спонтанним порушенням симетрії та має ненульове вакуумне середнє, що визначає також маси елементарних частинок Стандартної моделі.

Чи можна за допомогою певних зовнішніх чинників змінити значення вакуумного середнього хігсівського поля? З теоретичної точки зору це можливо. По-перше, оскільки спонтанне порушення симетрії хігсівського поля відбулося у Всесвіті при температурі порядку 100 ГеВ (близько  $10^{15}$  Кельвінів), то у середовищі з вищою температурою вакуумне середнє хігсівського поля буде нульовим. Однак, таких температур немає у сучасному Всесвіті. По-друге, на вакуумне середнє може вплинути зовнішнє поле по аналогії зі впливом магнітного поля на надпровідні властивості матеріалів. В лабораторних умовах ми можемо створити лише

D.V. Lazurenko<sup>1</sup>, stud.,  
V.M. Gorkavenko<sup>2</sup>, PhD, assoc. prof.,  
A.V. Tugay<sup>3</sup>, PhD, asistant

### Possibility of the scalar field condensate creation in vicinity of the neutron star

We consider intreraction of scalar field with self-action  $\lambda(\varphi\varphi^*)^2$  with external electrical field. It can lead to generation of nonzero vacuum average of the scalar field. We consider possibility of the scalar particles condensate in vicinity of the powerful gamma-source, e.g., neutron star. We show that effective creation of the condensate is possible for charged scalar field  $\varphi$  with mass  $m_\varphi < 1$  keV.

Key Words: vacuum condensate, external field, neutron star

Taras Shevchenko National University of Kyiv,  
03680, Kyiv, Glushkova st., 4d,

<sup>1</sup>e-mail: lazurenkodaniil40@gmail.com

<sup>2</sup>e-mail: gorka@univ.kiev.ua

<sup>3</sup>e-mail: tugay.anatoliy@gmail.com

електромагнітні зовнішні поля. Вважаючи, що поле Хігса є зарядженим, можна оцінити необхідне значення напруженості магнітного поля, що відповідає  $\sim 10^{24}$  Гс. Поле такої напруженості не можна створити в лабораторних умовах. Більш того, поле такої напруженості не існує в сучасному Всесвіті. Врахування ж того, що хігсівське поле є нейтральним і може взаємодіяти з електромагнітним полем лише на рівні петльових поправок вимагатиме ще більших значень напруженості електромагнітного поля. Отже, практично вплинути на вакуумне середнє поля Хігса ми не можемо. Див. детальніше роботу [1] стосовно впливу зовнішнього поля на вакуум Стандартної моделі.

В даній роботі розглядається задача взаємодії певного модельного зарядженого поля із самодією вигляду  $\lambda(\varphi\varphi^*)^2$  з зовнішнім класичним векторним полем, що трактується як електромагнітне поле. Така взаємодія призводить до генерації ненульового вакуумного середнього скалярного поля, що може призвести до реалізації механізму Хігса. Фактично, в роботі розглядається задача, коли взаємодія з зовнішнім

полем призводить до спонтанного порушення симетрії в початково симетричній системі.

У випадку монохроматичного зовнішнього поля дана задача була детально розглянута в [2]. Ми будемо цікавитися випадком, коли зовнішнє поле має широкий спектр частот.

В якості класичного зовнішнього поля розглядається електричне поле поблизу потужних джерел електромагнітного поля у Всесвіті. В якості прикладу, розглядається поле поблизу пульсару Краб у сузір'ї Тільця, оскільки електромагнітне випромінювання від нього є добре дослідженим.

### Спонтанне порушення симетрії у зовнішньому векторному полі

Лагранжіан зарядженого масивного скалярного поля  $\varphi$  (з масою кванта поля  $m$ ), що взаємодіє з без масовим нейтральним калібрувальним векторним полем  $A_\mu$  має вигляд

$$L = (D_n \varphi)^* D_n \varphi - m^2 |\varphi|^2 - \frac{\lambda}{6} |\varphi|^4 - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \quad (1)$$

де  $\lambda$  є безрозмірним параметром самодії,  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  – електромагнітний тензор Максвелла,  $D_n = \partial_n + ieA_n$  – оператор подовженої похідної,  $A_n$  – 4-вектор потенціалу векторного поля (розуміється електромагнітне поле) та  $|\varphi|^2 = \varphi^* \varphi$

Виберемо 4-потенціал класичного нестационарного просторово-однорідного зовнішнього векторного поля у вигляді

$$A_n = (0, 0, 0, A_3(x_0)), \quad (2)$$

якому відповідає існування лише третьої компоненти електричного поля

$$E_3 = \partial_{x_0} A_3. \quad (3)$$

Припустимо, що при  $x_0 \rightarrow -\infty$ ,  $A_3 \rightarrow \text{const}$ , а при скінченних проміжках часу поле є періодичною функцією від часу з періодом  $T$  та представляється у вигляді

$$A_3(x_0) = \sum_{i=s}^S (\alpha_i \sin(\omega_i x_0) + \beta_i \cos(\omega_i x_0)) \quad (4)$$

Тобто для заданих значень мінімальної ( $\omega_{\min}$ ) та максимальної ( $\omega_{\max}$ ) частоти матимемо  $s = \omega_{\min} / \Omega$ ,  $S = \omega_{\max} / \Omega$  відповідно, де

$\Omega = 2\pi T$ . З явного вигляду (1),(2) випливає рівняння руху для скалярного поля.

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_0^2} - \Delta \varphi + 2ieA_3 \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} + (e^2 A_3^2 + m^2) \varphi + \frac{\lambda}{3} |\varphi|^2 \varphi = 0. \quad (5)$$

Розглянемо середнє від вторинноквантованого оператора поля  $\hat{\varphi}$  по гайзенбергівському вакууму  $|0\rangle$ , що визначений при  $x_0 \rightarrow -\infty$ . В силу інваріантності задачі відносно просторових трансляцій маємо

$$\langle 0 | \varphi(x, x_0) | 0 \rangle = \langle 0 | \varphi(0, x_0) | 0 \rangle = u(x_0). \quad (6)$$

Величина  $u(x_0)$  в загальному випадку залежить від часу, оскільки зовнішнє поле нестационарне. Нерівність її нулю означає наявність спонтанного порушення симетрії. В силу С-інваріантності вакуумного стану  $|0\rangle$  можна вважати, що  $u(x_0)$  є дійсною функцією, тобто виконується співвідношення

$$\langle 0 | \varphi(x, x_0) | 0 \rangle = \langle 0 | \varphi^*(0, x_0) | 0 \rangle = u(x_0) \quad (7)$$

Припустимо також, що середнє від добутку польових операторів є добутком середніх значень операторних полів

$$\langle 0 | \varphi^* \varphi^2 | 0 \rangle \approx \langle 0 | \varphi^* | 0 \rangle \langle 0 | \varphi | 0 \rangle \langle 0 | \varphi | 0 \rangle = u^3, \quad (8)$$

що є справедливим для розгляду процесів в скелетному наближенні.

Зробивши усереднення по вакууму  $|0\rangle$ , що визначений при  $x_0 \rightarrow -\infty$ , над рівнянням поля (5) з використанням виразів (6)-(8) отримаємо [1]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x_0^2} + (e^2 A_3^2 + m^2) u + \frac{\lambda}{3} u^3 = 0. \quad (9)$$

Квадрат потенціалу зовнішнього поля зручно записати як

$$A_3^2(x_0) = \frac{a_0^2}{2} - \sum_{k=1}^{2S} (\Delta_k \sin(\omega_k x_0) + \xi_k \cos(\omega_k x_0)) \quad (10)$$

тоді рівняння (9) запишеться у вигляді

$$\frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} + \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2 y = \quad (11)$$

$$= \sum_{k=1}^{2S} (h_k \sin(k\tau) + \tilde{h}_k \cos(k\tau)) + \gamma y^3,$$

де були використані позначення  $\lambda/3 = \gamma$ ,  
 $\tau = \Omega x_0$ ,  $u(\tau) = y(\tau)\Omega$ ,  $(ea_0)^2/2 + m^2 = \omega^2$  та

$$h_k = \frac{e^2}{\Omega^2} \xi_k, \quad \tilde{h}_k = \frac{e^2}{\Omega^2} \Delta_k. \quad (12)$$

Таким чином, задача знаходження вакуумного середнього скалярного поля зводиться до знаходження стійких режимів стаціонарних коливань рівняння типу Мат'є (11), що було розглянуто в [3]. Значення Фур'є коефіцієнтів  $h_k, \tilde{h}_k$  ми візьмемо з результатів спостережень випромінювання пульсару Краб.

### Електромагнітне поле поблизу пульсару Краб

Магнітні поля астрономічних джерел на багато порядків перевищують поля, досяжні у наземних експериментах. Серед усіх об'єктів Всесвіту найбільшими магнітними полями характеризуються нейтронні зорі – надщільні ядра масивних зір, що завершили свою еволюцію.

Нейтронні зорі були теоретично передбачені Л.Д.Ландау у 1932 р. як кінцевий етап еволюції зір, маса яких у кілька разів перевищує масу Сонця. Енергія випромінювання зір утворюється в їх ядрах в реакціях термоядерного синтезу більш важких хімічних елементів з легких.

Якщо маса ядра зорі перевищує 1.4 маси Сонця (межа Чандрасекара) в ньому починаються екзотермічні термоядерні реакції синтезу елементів важчих за залізо. енергія отримується при катастрофічному стисненні ядра – гравітаційному колапсі. В результаті колапсу ядро зорі стискається в 1000 разів і його радіус досягає 10 км, а густина – мільярда тон на кубічний сантиметр (густина атомного ядра). Колапс супроводжується виділенням великої кількості енергії (спалах Наднової зорі) і глобальною нейтронізацією (обернений бета-розпад) зоряної речовини. Якщо маса ядра не перевищує трьох мас Сонця, утворюється стійка компактна конфігурація – нейтронна зоря.

Внаслідок закону збереження магнітного потоку, магнітне поле нейтронної зорі досягає гігантських значень  $10^{12} - 10^{15}$  Гс та є близьким

до критичного значення магнітного поля  $H_c = m^2 c^3 / e\hbar \cong 4.4 \cdot 10^{13}$  Гс, де  $m$  та  $e$  – маса та заряд електрона відповідно.

Внаслідок закону збереження моменту імпульсу нейтронні зорі швидко обертаються (спостережувані періоди лежать в межах від 1 мс до 10 с), тому їх випромінювання є періодичною послідовністю імпульсів, а самі нейтронні зорі, що доступні таким чином для спостережень, називаються пульсарами. В наш час відомо близько 1000 радіопульсарів і 40 рентгенівських пульсарів[4].

Рентгенівські пульсари є тісними подвійними зоряними системами, в яких відбувається акреція речовини з атмосфери газової зорі на нейтронну зорю. Рентгенівське випромінювання утворюється в акреційному диску і модулюється обертанням нейтронної зорі.

Прийнятий нині механізм випромінювання радіопульсарів був вперше запропонований Голдрайхом і Джуліаном і розвинений російськими астрофізиками Бескіним, Гуревичем і Істоміним, див. [5]. Він полягає у наступному. Магнітне поле нейтронної зорі, внаслідок її обертання, індукує електричне поле, яке є найбільшим поблизу магнітних полюсів. Напруженість електричного поля можна оцінити

як  $E = \frac{\Omega R}{c} B$ , де  $\Omega$  - частота обертання нейтронної зорі,  $R$  – радіус нейтронної зорі. Таким чином, напруженість електричного поля в пульсарі може сягати  $E \approx 10^{14}$  В/м, що суттєво менше за критичну напруженість електричного поля, при якій відбувається масове народження електрон-позитронних пар з вакууму  $E_c = m^2 c^3 / e\hbar \approx 10^{18}$  В/м. Отже, індуковане електричне поле поблизу пульсару буде коливатися з частотою  $\Omega$  і не буде впливати на утворення конденсату частинок.

Натомість, в сильному магнітному полі поблизу пульсару ефективно відбувається процес, обернений до однофотонної анігіляції у зовнішньому полі, а саме: процес однофотонного народження електрон-позитронних пар, див., наприклад, [6]. Заряджені частинки рухаються вздовж силових ліній магнітного поля і внаслідок їх кривини випромінюють гама-кванти. Ці гама-кванти теж можуть породжувати електрон-позитронні пари. Таким чином електрон-позитронна плазма розмножується. Розмноження плазми ефективно до висоти 100 метрів над поверхнею нейтронної зорі, вище електрони

тільки втрачають енергію на випромінювання, а нові електрон не народжуються.

Електрон-позитронна плазма вмерожена в магнітне поле нейтронної зорі, тому магнітосфера обертається разом з зорею як тверде тіло. Внаслідок цього лінійна швидкість обертання частинок зростає з віддаленням від зорі і на деякій поверхні (близькій за формою до циліндра, вісь якого є віссю обертання нейтронної зорі) досягає швидкості світла. Ця поверхня називається світловою поверхнею. Вона обмежує магнітосферу пульсара і має радіус кілька десятків тисяч кілометрів. Силкові лінії магнітного поля нейтронної зорі, що досить близькі до магнітного полюса, впираються у світлову поверхню.

Електрони, що рухаються по цим лініям ефективно випромінюють (в радіодіапазоні), втрачають енергію, гальмуються на світловій поверхні і стікають по ній до екваторіального шару магнітосфери. Потім вони досягають поверхні зорі по іншій силівній лінії (ця лінія є граничною між лініями, що замикаються на світловій поверхні і лініями, що ї не досягають, вона називається сепаратрисою) і проходять останній етап свого шляху по поверхні зорі, наближаючись до магнітного полюса. На цьому останньому етапі електрони створюють силу Ампера (пондермоторну силу), яка гальмує обертання нейтронної зорі. Таким чином струм у магнітосфері замикається, а енергія обертання зорі перетворюється у випромінювання, яке є максимальним вздовж магнітної вісі. У радіопульсарів магнітна вісь нахилена до осі обертання і раз на період спрямовується на Землю. Саме тому і спостерігаються імпульси. Дана модель викладена в огляді [5].

Потрібно також вказати, що область випромінювання високоенергетичних фотонів збільшується зі зменшенням енергії фотонів. Найбільш енергетичні фотони (рентгенівські і гама) випромінюються з області магнітного полюсу, а радіовипромінювання надходить до нас з границі магнітосфери, що віддалена від нейтронної зорі на багато тисяч кілометрів.

Найбільш дослідженим радіопульсаром є пульсар Краб у сузір'ї Тільця. Він спостерігається вже більше 40 років та має неперервний синхротронний спектр [7], що тягнеться від радіо до дуже жорсткого гама-випромінювання з енергією порядку 10 TeV. Повний спектр Краба показаний на рис 1. Період пульсара Краб – 33 мс. Пульсар Краб є найяскравішим астроно-

мічним гама-джерелом і використовується у гама-астрономії як стандарт блиску.

Спектр випромінювання пульсара Краб можна апроксимувати як

$$F(E) = \tilde{F}(E)n_\gamma [cm^{-2} \cdotсек^{-1} \cdot keB^{-1}], \quad (13)$$

де  $n_\gamma$  – кількість фотонів,  $E$  – енергія окремого фотона,  $\tilde{F}(E)$  – функція, відома на кожному окремому проміжку від радіо до жорсткого діапазону випромінювання.

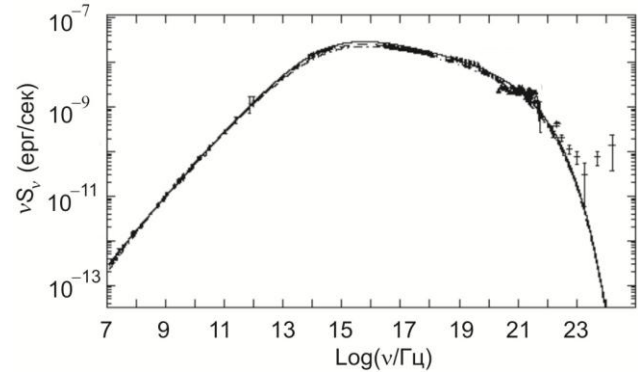


Рис. 1. Спектр випромінювання пульсара Краб. Функція  $vS_v$ , відповідає функції  $F$  з (13), помноженій на квадрат енергії фотона [7].

Повну енергію, що випромінюється пульсаром за одиницю часу, можна записати як

$$\tilde{E} = \frac{4\pi R^2}{1cm^2 \cdot 1cek} \int_{E_{min}/1keB}^{E_{max}/1keB} \tilde{F}(x) x dx [keB]. \quad (14)$$

Враховуючи, що відстань до пульсара Краб становить близько двох кілопарсек, отримаємо  $\tilde{E} \approx 1.19 \cdot 10^{49} eB / cek$ .

Припустимо, що дана енергія випромінюється з невеликої області поблизу магнітного полюса пульсара, котру можна представити у вигляді циліндру з радіусом та висотою порядку  $r = 100$  метрів. Тоді густину енергії випромінювання в зазначеній області можна оцінити як

$$\varepsilon = \int_{E_{min}/eB}^{E_{max}/eB} \varepsilon_\omega(x) dx [1eB^4], \quad (15)$$

де  $\varepsilon_\omega(x)$  – спектральна густина

$$\varepsilon_\omega(x) \cong 3.7 \cdot 10^8 x \tilde{F}(10^{-3} x). \quad (16)$$

Розглянемо тепер умову класичності для електромагнітного поля поблизу пульсара. Вона полягає в тому, щоб в просторі об'ємом  $\lambda^3$ , де  $\lambda$

– комптонівська довжина хвилі фотона, містилося багато фотонів, тобто

$$n_\gamma = N_\gamma \frac{V_\gamma}{V} = \frac{E_\omega}{\omega} \frac{\lambda^3}{V} = (2\pi)^3 \frac{\varepsilon_\omega}{\omega^4} \gg 1 \quad (17)$$

В нашому випадку умова класичності для поля поблизу пульсару Краб буде виконуватися для фотонів з енергією  $\omega \ll 1 \text{ keV}$ .

### Коефіцієнти частотного розкладу

Знайдемо коефіцієнти частотного розкладу  $h$ ,  $\tilde{h}$  зовнішнього поля (4).

Оскільки напруженість електричного поля

$$E_3 = \sum_{i=s}^S \omega_i \alpha_i \cos(\omega_i x_0) - \omega_i \beta_i \sin(\omega_i x_0), \quad (18)$$

то просторова густина енергії електричного поля  $\varepsilon = E_3^2/2$  дорівнюватиме

$$\varepsilon = \frac{\bar{a}_0^2}{2} - \sum_{k=1}^{2S} \bar{\xi}_k \cos(\omega_k x_0) - \bar{\Delta}_k \sin(\omega_k x_0), \quad (19)$$

$$\bar{a}_0^2 = \sum_{k=s}^S \omega_i^2 (\alpha_i^2 - \beta_i^2). \quad (20)$$

Константи  $\bar{\xi}_k, \bar{\Delta}_k$  можна явно отримати, але ми не будемо їх наводити у зв'язку з громіздкістю виразів.

Провівши усереднення густини енергії за часом, отримаємо

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_{k=s}^S \omega_i^2 (\alpha_i^2 - \beta_i^2) / 4. \quad (21)$$

Враховуючи що розмірність  $[\varepsilon] = [m^4]$ ,  $[\omega_i] = [m]$ , отримаємо, що розмірності  $[\alpha] = [\beta] = [m]$ . Відповідно, можна перейти до наступних безрозмірних змінних  $\varepsilon = \tilde{\varepsilon} \cdot 1eB^4$ ,  $\omega_i = \tilde{\omega}_i \cdot 1eB$ ,  $\alpha = \tilde{\alpha}_i \cdot 1eB$ ,  $\beta = \tilde{\beta}_i \cdot 1eB$ :

$$\langle \tilde{\varepsilon} \rangle = \sum_{k=s}^S \tilde{\omega}_i^2 (\tilde{\alpha}_i^2 - \tilde{\beta}_i^2) / 4. \quad (22)$$

Оскільки проміжки між  $\omega_k$  і  $\omega_{k+1}$  маленькі, краще перейти до інтегрування:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{4\tilde{\Omega}} \int_{\tilde{\omega}_{\min}}^{\tilde{\omega}_{\max}} (\tilde{\alpha}_i^2(x) - \tilde{\beta}_i^2(x)) x^2 dx \quad [eB^4]. \quad (23)$$

Порівнявши останній вираз з (15) отримаємо

$$\tilde{\alpha}^2(x) - \tilde{\beta}^2(x) = 1.474 \cdot 10^9 \frac{\tilde{F}(10^{-3}x)}{x} \tilde{\Omega}. \quad (24)$$

Вважаючи для спрощеної оцінки  $\alpha(x) = \beta(x)$ , отримаємо

$$a_0^2 = \frac{2}{\tilde{\Omega}} \int_{\tilde{\omega}_{\min}}^{\tilde{\omega}_{\max}} \tilde{\alpha}^2(x) dx \quad [eB], \quad (25)$$

$$h(z) = -\frac{2e^2}{\tilde{\Omega}^{-3}} \int_{\tilde{\omega}_{\min}}^{\tilde{\omega}_{\max}} \tilde{\alpha}(x) \tilde{\alpha}(x+z) dx \quad (26)$$

на проміжку  $0 \leq z \leq \tilde{\omega}_{\max} - \tilde{\omega}_{\min}$  та

$$\tilde{h}(z) = -\frac{2e^2}{\tilde{\Omega}^{-3}} \int_{\text{Max}[\tilde{\omega}_{\min}, z - \tilde{\omega}_{\max}]}^{\text{Min}[\tilde{\omega}_{\max}, z - \tilde{\omega}_{\min}]} \tilde{\alpha}(x) \tilde{\alpha}(z-x) dx \quad (27)$$

на проміжку  $2\tilde{\omega}_{\min} \leq z \leq 2\tilde{\omega}_{\max}$ . Для інших значень  $z$  параметри  $h, \tilde{h}$  дорівнюють нулю.

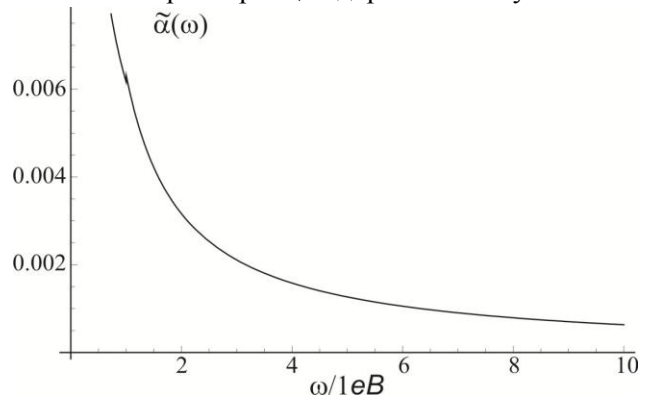


Рис. 2. Поведінка функції  $\tilde{\alpha}(\omega)$ .

Вирази (18), (24) дозволяють встановити межі застосування умови однорідності зовнішнього поля, що була використана в рівнянні (11). За умови її виконання нас не буде цікавити залежність від просторових координат електричного поля поблизу пульсару і задача матиме простий розв'язок.

Критерій однорідності нестационарного електричного поля наведений в [2]:  $E(\omega) \gg E_c \omega / \pi m$ , де  $m$  – маси частинок скалярного поля, що можуть народитися парами в електричному полі. У нашому випадку він матиме вигляд

$$\alpha(\omega) \gg m / \pi e, \quad (28)$$

де поведінка функції  $\alpha(\omega)$  наведена на рис 2.

Як можна побачити з рис.2, умова однорідності може бути виконана або при надзвичайно малих частотах випромінювання ( $\omega \ll m$ ) при масах  $m \geq 0.1$  еВ, або ж при ( $\omega \sim m$ ) при малих масах  $m < 0.1$  еВ квантів скалярного поля.

### Висновки

В даній роботі ми встановили, що умова класичності зовнішнього електричного поля в околі пульсару Краб виконується для випромінювання з частотами ( $\omega \ll 1$ ) кеВ, вважаючи для оцінки, що все випромінювання генерується в околі магнітного полюсу пульсару. Як відомо [2,3], основний вклад в ефект утворення конденсату будуть давати електричні поля з частотами ( $\omega \sim m$ ). Оскільки в Стандартній моделі найлегшим зарядженим скалярним полем є поле піонів з масою  $m_\pi \sim 140$  МеВ, то для частинок Стандартної моделі ефект утворення конденсату буде відсутній.

Якщо ж розглянути задачу знаходження маси частинки деякого гіпотетичного скалярного поля, для якого ефект конденсації мав би місце, то ми приходимо до наступних висновків.

По-перше, такі частинки повинні мати масу  $m < 1$  кеВ, оскільки в протилежному випадку ( $m \gg 1$  кеВ) ефект буде сильно подавленим. Оскільки потрібно буде розглядати поля з частотами  $\omega < 1$  кеВ, ми зіткнемося з проблемою того, що низькоенергетичне поле буде насправді утворюватися не в околі магнітного полюсу, а суттєво далі. Більш коректна оцінка умови класичності електричного поля знизить нашу оцінку в 1 кеВ. Чим меншу масу кванта гіпотетичного поля ми будемо розглядати, тим з більшої області навколо пульсару буде відбуватися опромінення поля необхідної частоти і це потрібно буде враховувати.

По-друге, при розгляді рівняння (11) в однорідному наближенні в області малих мас частинок виникає наступна, чисто математична проблема. Величина  $(\omega/\Omega)^2$  виявляється величиною одного порядку з коефіцієнтами  $h, \tilde{h}$  і стандартний метод розв'язку нелінійного рівняння Матьє перестає працювати. Щоб побачити це, ми в якості прикладу розглянули поле з масою  $m = 0.01$  еВ та обмежилися впливом випромінювання з частотами  $10^{-3} < \omega < 10^{-1}$  еВ (умова однорідності (28) накладатиме обмеження  $\omega < 10^{-1}$  еВ).

По-третє, при розгляді відповідного рівняння (11), що описуватиме утворення конденсату, потрібно буде враховувати доданки, пов'язані з неоднорідністю електричного поля (28).

Нарешті, навіть якби перелічені проблеми вдалося розв'язати, то потрібно було б врахувати, що для заряджених частинок з масою  $m < 1$  кеВ критичне значення електричного поля, при якому відбувається масове народження пар частинка-античастинка, складає  $E_c < 5 \cdot 10^{12}$  В/м (верхнє значення наведено для частинок з  $m = 1$  кеВ). Оскільки, як вже було відзначено раніше, електричне поле поблизу пульсару має напруженість  $10^{14}$  В/м, то ефект від народження таких електрично заряджених частинок був би набагато більшим за ефект утворення ними вакуумного конденсату. По ефекту їх інтенсивного народження, частинки таких мас можна було б спостерігати.

### Подяка

Автори висловлюють подяку за звернення уваги до даної задачі Кириченко О.Г., УНДЦА «Зонд ФАКС НГУУ «КП».

### Список використаних джерел

1. Skalozub V.V. Vacuum of electroweak interaction in intensive external fields // PEPAN – 1985. – V 16. – P. 1005-1052. (in Russian).
2. Grib A.A., Mamaev S.G., Mostepanenko V.M. Quantum effects in the intensive external fields – Moscow., Atomisdat, 1980. – 296 p. (in Russian).
3. G. Schmidt Parametrical oscillations – Moscow, Mir, 1978. – 336 p. (in Russian).
4. Manchester R.N., Hobbs G.B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // AJ – 2005. – V.129, – P. 1993 – 2006.
5. Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N. Physics of the Pulsar Magnetosphere. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. – 432 p.
6. Ternov I.M., Dorofeev O.P. Quantum effects in intensive magnetic field // PEPAN – 1994. – V 25. – P.5-93.
7. Saoti T. Study of the High Energy Gamma-ray Emission from the Crab Pulsar with the MAGIC telescope and Fermi-LAT // arXiv: 1105.3400 (2011) – 143 p.

Надійшла до редколегії 18.03.13