

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»**

ХОЛОДОВ РОМАН ІВАНОВИЧ

УДК 530.145:537.533:539.9

**РЕЗОНАНСНІ І ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ
В ПРОЦЕСАХ КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ
В СИЛЬНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ**

01.04.02 - теоретична фізика

Автореферат

дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

ХАРКІВ - 2019

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті прикладної фізики Національної академії наук України.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор, член-кореспондент НАН України **Гусинін Валерій Павлович**, Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, завідувач відділу астрофізики і елементарних частинок;

доктор фізико-математичних наук, професор **Скалозуб Володимир Васильович**, Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара МОН України, завідувач кафедри теоретичної фізики;

доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник **Меренков Микола Петрович**, Інститут теоретичної фізики ім. О.І. Ахієзера ННЦ ХФТІ НАН України, провідний науковий співробітник.

Захист відбудеться «28» травня 2019 р. о 15 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.845.02 Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України за адресою: 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України за адресою: 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1 та на офіційному веб-сайті ННЦ ХФТІ.

Автореферат розіслано « » 2019 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради
Д 64.845.02,
канд. фіз.-мат. наук

_____ А. І. Кірді́н

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Квантова електродинаміка (КЕД) в зовнішньому магнітному полі як самостійний напрям теоретичних досліджень бере свій початок в середині минулого століття, що пов'язано з необхідністю створення теорії синхротронного випромінювання (СВ). Синхротронне випромінювання має широке застосування в даний час: джерела рентгенівського СВ (рентгеноскопія з елементним аналізом, мікромеханіка, мікроелектроніка, рентгеноструктурний аналіз біомолекул); радіаційне охолодження електронів і позитронів, зокрема, для створення В-фабрик; отримання поляризованих пучків електронів (позитронів). Тому, виявлення нових властивостей СВ є, безумовно, актуальним завданням теоретичної фізики, незважаючи на глибоке дослідження цього питання.

Іншим об'єктом досліджень із застосуванням методів КЕД в магнітному полі є магнітосфера нейтронних зірок, де магнітне поле досягає значення 10^{12} - 10^{13} Гс і вище. На сьогоднішній момент виявлено більше 2500 пульсарів, близько двох сотень рентгенівських і гамма пульсарів нашої галактики. Магнітосфера нейтронної зірки є унікальною лабораторією для перебігу процесів КЕД в сильних білякритичних ($H_c = m^2 c^3 / e \hbar$) магнітних полях. У формуванні електрон-позитронної плазми магнітосфери, наявність якої пояснює СВ рентгенівських пульсарів, ключову роль відіграють як процеси першого порядку (синхротронне випромінювання, однофотонне народження (анігіляція) e^+e^- пари), так і другого порядку теорії збурень за квантованим полем (розсіювання фотона на електроні, двофотонне синхротронне випромінювання, двофотонне народження (анігіляція) e^+e^- пари, вакуумне подвійне променезаломлення та ін.). Циклотронні, а також, анігіляційні лінії пульсарів, процеси комптонізації, каскади і електромагнітні зливи досить повно вивчені. Проте, тематика вивчення рентгенівських пульсарів, яка включає як астрономічні спостереження, так і теоретичні розрахунки, залишається актуальною донині, оскільки єдина теорія випромінювання рентгенівського пульсара відсутня, зокрема не вирішені питання про спінову заселеність e^+e^- плазми і її вплив на СВ рентгенівського пульсара, про конкуренцію процесів другого порядку в резонансних умовах з процесами першого порядку, не є вивченим процес поширення фотона в сильному магнітному полі, коли відбувається каскадне народження e^+e^- пари з подальшою анігіляцією.

Колаборація SPARC (Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration – колаборація з дослідження атомної фізики накопичених частинок), є однією з ключових колаборацій мегапроекту FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), що будується. Вона планує дослідження явищ КЕД в екстремально сильних електромагнітних полях. Слід зазначити, що при зіткненні важких іонів є можливим перебіг процесів КЕД в сильному магнітному полі ядер. Між ядрами магнітні поля рухомих ядер додаються, а електричні компенсуються. Для прицільних параметрів порядку 10^{-10} см важкі ядра з зарядом $Z=90$, що зіштовхуються і рухаються зі швидкістю $\sim c/10$, створюють магнітне поле

порядку 10^{12} Гс . У зазначеній області цілком можуть перебігати процеси КЕД за участю сильного магнітного поля, що робить їх вивчення актуальним стосовно досліджень SPARC проекту FAIR.

Перші експерименти, де були вивчені процеси КЕД першого і другого порядку в зовнішньому полі інтенсивної лазерної хвилі - це SLAC експерименти 1996-1997 років, в яких назустріч лазерному променю з інтенсивністю 10^{18} Вт/см^2 направлявся пучок електронів з енергіями $\sim 50 \text{ Гев}$. В результаті були виявлені жорсткі фотони $> 2mc^2$, а також позитрони. Повна теорія народження позитронів в цих експериментах відсутня. Слід зазначити, що зовнішнє електромагнітне поле будь-якої конфігурації при ультрарелятивістському русі електрона в його власній системі відліку виглядає як постійне схрещене електромагнітне поле. У зв'язку з цим, актуальним є вирішення задачі народження e^+e^- пар ультрарелятивістським електроном в магнітному полі з застосуванням для SLAC експериментів.

Квантова теорія поля в сильному магнітному полі знайшла застосування в задачі електронного охолодження. Метод електронного охолодження є одним з основних для охолодження пучків важких заряджених частинок. У 1988 році в Новосибірському інституті ядерної фізики виявили, що завдяки істотно нелінійному впливу магнітного поля сила тертя, що діє на від'ємно заряджені іони, що рухаються в замагніченому електронному газі, в кілька разів перевищує силу тертя, що діє на додатньо заряджені іони. Повна теорія електронного охолодження важких заряджених частинок, яка враховує вплив знака заряду цих частинок, відсутня. Є тільки якісне пояснення цього ефекту в гранично сильних магнітних полях і чисельне моделювання. Квантово польовий підхід дозволяє описати вплив знака заряду важкої частинки на силу тертя, для чого потрібно розглядати задачу руху зарядженої частинки в електронному газі з урахуванням другого борнівського наближення. Задача побудови теорії охолодження пучків від'ємно заряджених частинок стає актуальною стосовно накопичувального кільця антипротонів HESR (High Energy Storage Ring), яке будується в рамках проекту FAIR.

Перелічені вище процеси КЕД, які відбуваються в магнітосфері рентгенівських пульсарів, процеси в експерименті SLAC, процеси, які планується досліджувати в рамках завдань з перевірки КЕД в сильних електромагнітних полях в проекті FAIR, а також процеси в замагніченому електронному газі при проходженні важкої зарядженої частинки складають єдиний клас процесів КЕД в магнітному полі. Важливим є побудова єдиного підходу аналізу цих процесів з урахуванням поляризації частинок і резонансних явищ.

Таким чином, тема дисертації присвячена актуальним проблемам сучасної теоретичної фізики елементарних частинок і високих енергій в сильних зовнішніх електромагнітних полях.

Зв'язок роботи з науковими планами і програмами. Дисертаційна робота виконана у відділі квантової електродинаміки сильних полів Інституту прикладної фізики НАН України відповідно до плану науково-дослідних робіт

в рамках наукових тем, в яких автор був відповідальним виконавцем (група тем 1) або керівником (група тем 2):

1) державний реєстраційний №0101U000056 (2001-2003 рр.) «Дослідження резонансних і когерентних кооперативних квантових процесів в електродинамічних, ядерних і багаточастинкових системах»,

державний реєстраційний №0104U000217 (2004-2006 рр.) «Резонанси і структурні перетворення в квантово-електродинамічних, хромодинамічних і багаточастинкових системах під впливом зовнішніх полів і пучків швидких частинок»,

державний реєстраційний №0107U000314 (2007-2011 рр.) «Полюсові підходи до проблем ядерної фізики та енергетики на базі квантової хромодинаміки і дослідження електродинамічних процесів і структурних ефектів при взаємодії пучків частинок з полями і речовиною»,

2) державний реєстраційний №0105U005964 (2005р.) «Розсіювання фотонів ядрами і електронами в присутності електромагнітної хвилі і магнітного поля»,

державний реєстраційний №0106U005143 (2006р.) «Резонансне фотонародження електрон-позитронної пари з подальшим випромінюванням фотона в сильному магнітному полі»,

державний реєстраційний №0111U010612 (2012-2016рр.) «Квантово-електродинамічні і колективні процеси в надсильних полях, зокрема при зіткненні важких іонів і в задачі електронного охолодження».

За результатами досліджень під керівництвом здобувача захищені кандидатські дисертації Новака О.П., Дяченка М.М., Хелемелі О.В.

Мета і задачі дослідження. Метою роботи є побудова квантової релятивістської теорії елементарних процесів квантової електродинаміки (синхротронне випромінювання (СВ), однофотонне народження e^+e^- пари (ОНП), розсіяння фотона на електроні (РФЕ), двофотонне синхротронне випромінювання (ДСВ), двофотонне народження e^+e^- пари (ДНП), однофотонне народження e^+e^- пари з випромінюванням фотона (ОНПВ), народження e^+e^- пари електроном (НПЕ), каскадне народження e^+e^- пари фотоном з подальшою анігіляцією в один фотон (КНПАП)) в сильному магнітному полі, а також побудова єдиного підходу аналізу цих процесів з вивченням спінових, поляризаційних і резонансних ефектів. Для досягнення мети вирішені такі задачі:

- вивчити вплив напрямку спіна початкового електрона на поляризацію випромінювання в процесі СВ, а також вплив поляризації початкового фотона на напрямлення спінів електрона і позитрона в процесі ОНП;

- визначити спінову заселеність частинок замагніченої e^+e^- плазми і її вплив на спектр СВ рентгенівських пульсарів;

- провести аналіз впливу поляризації початкового фотона, як на поляризацію випромінювання, так і на спінові стани кінцевого електрона в процесі РФЕ в резонансних умовах;

- визначити вплив лінійно поляризованої електромагнітної хвилі на поляризацію пучків електронів (позитронів), який заснований на процесі резонансного РФЕ в магнітному полі;
- провести дослідження виникнення резонансів в процесах РФЕ, ДСВ, ДНП;
- провести аналіз впливу поляризації початкових фотонів на ступінь поляризації пучків кінцевих електронів і позитронів при резонансному ДНП;
- визначити вплив поля циклотронних фотонів на процес формування e^+e^- плазми магнітосфери рентгенівських пульсарів;
- провести порівняння ймовірностей процесів СВ і резонансного ДСВ в наближенні найнижчих рівнів Ландау;
- дослідити умови факторизації ймовірностей процесів КЕД другого порядку в резонансних умовах;
- побудувати теорію однофотонного народження e^+e^- пари з випромінюванням фотона (ОНПВ);
- вивчити процес вакуумного подвійного променезаломлення (ВПП) в сильному магнітному полі з каскадним народженням-анігіляцією e^+e^- пари;
- провести аналіз поляризаційних ефектів в процесі КНПАП в резонансній і міжрезонансній областях;
- використовуючи властивість еквівалентності зовнішніх полів для ультрарелятивістських процесів та знайдену ймовірність народження електрон-позитронних пар ультрарелятивістським електроном в магнітному полі оцінити вихід позитронів в експерименті SLAC з зіткнення пучка ультрарелятивістських електронів з лазерним променем;
- побудувати теорію руху додатньо і від'ємно заряджених частинок в електронному газі з анізотропною температурою в магнітному полі з урахуванням другого борнівського наближення;
- проаналізувати вплив анізотропії температури електронного газу на швидкість руху важкої зарядженої відповідну максимальній силі тертя.

Об'єкт дослідження - квантово-електродинамічні процеси в сильному магнітному полі, а також процес руху зарядженої частинки в замагніченому електронному газі з анізотропною температурою.

Предмет дослідження - спін-поляризаційні і резонансні ефекти в процесах КЕД в магнітному полі.

Методи дослідження. Методами досліджень є стандартні правила КЕД для знаходження ймовірностей процесів. При виконанні розрахунків процесів КЕД в зовнішньому магнітному полі використовується діаграмна техніка в рамках картини Фаррі, де точно враховується взаємодія заряджених частинок з класичним магнітним полем, а взаємодії з квантовими фотонами враховується за теорією збурень. Зовнішнє магнітне поле в одиницях критичного (швінгерівського) поля в ультра квантовому наближенні є малим параметром задачі, що дає змогу здобути прості аналітичні вирази для ймовірностей процесів КЕД. В задачі руху зарядженої частинки в електронному газі використовуються методи квантової теорії поля.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Вперше розроблено метод аналізу спіно-поляризаційних ефектів в процесах КЕД в сильному магнітному полі. Показано, що спіно-фліп процес при СВ змінює лінійну поляризацію випромінювання з нормальної (площина поляризації перпендикулярна напрямку поля) на аномальну (вектор напруженості магнітного поля лежить в площині поляризації). Показано, що в процесі ОНП зміна поляризації початкового фотона від нормальної лінійної до аномальної приводить до переходу від народження неполяризованих e^+e^- пар до народження частинок в повністю поляризованому стані.
2. Вперше побудована єдина теорія КЕД процесів другого порядку (РФЕ, ДСВ, ДНП, ОНПВ, КНПАП, НПЕ) з поляризованими частинками і фотонами в ультраквантовом наближенні (з частинками на низьких рівнях Ландау в сильному проте меншому за Швінгерівське магнітному полі). Виявлено, що резонансний перебіг процесів має місце, якщо проміжна частинка виходить на фіксовані рівні Ландау, що відповідає циклотронним резонансам. Поляризація фотонів не впливає на резонансні умови. Врахування квадратичних за полем доданків приводить до появи парних резонансів. Показано, що перерізи процесів в резонансі факторизуються і представляються у вигляді формули Брейта-Вігнера в разі чистих спінових станів проміжних частинок, в якості ширини процесів виступає радіаційна ширина.
3. З використанням параметрів, характерних для магнітосфери рентгенівських пульсарів, показано, що а) врахування спінової заселеності e^+e^- плазми приводить до змінення спектру СВ, збільшує низькочастотну частину спектру і зменшує високочастотну, б) врахування поля циклотронних фотонів на процес формування e^+e^- плазми показало домінуючу роль резонансів, в) неполяризований фотон, проходячи область з магнітним полем 10^{12} Гс , внаслідок ефекту резонансного вакуумного подвійного променезаломлення придбає часткову аномальну лінійну поляризацію.
4. Імовірність народження e^+e^- пар ультрарелятивістським електроном в магнітному полі додатково з урахуванням властивості еквівалентності зовнішніх електромагнітних полів для ультрарелятивістських процесів вперше застосовується для оцінки виходу позитронів в експерименті SLAC з зіткнення пучка ультрарелятивістських електронів з лазерним променем і дає задовільну згоду (80 позитронів) з експериментальними результатами (106 ± 14 подій).
5. В рамках КТП побудована теорія руху зарядженої частинки в електронному газі з анізотропної температурою в магнітному полі. Одержаний вираз для втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі з урахуванням другого борнівського наближення показує більші втрати для від'ємно заряджених частинок, ніж для додатньо заряджених.

Практичне значення одержаних результатів.

Розвинена в дисертаційній роботі теорія дозволяє поглибити уявлення про перебіг процесів КЕД в сильному магнітному полі з поляризованими частинками і фотонами і передбачити ряд нових фізичних ефектів: спіно-поляризаційні ефекти (зміна лінійної поляризації фотонів випромінювання при

перевороті спіна частинок, управління орієнтуванням спінів електронів і позитронів зміною поляризації фотонів), резонансний перебіг процесів РФЕ, ДСВ, ДНП, ОНПВ, КНПАП, НПЕ, парні резонанси, резонансне ВПП.

Дано рекомендації з спостереження процесів КЕД в експериментах з сильними магнітними полями, зокрема в експериментах з зіткнення важких іонів. Запропоновано схему поляризатора пучка електронів, де напрямки спінів електронів змінюються в процесі РФЕ в магнітному полі пропорційно зміні поляризації лінійно поляризованої електромагнітної хвилі.

Результати дисертаційної роботи можуть бути використані в Інституті прикладної фізики НАН України, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України, Інституті теоретичної фізики ім. М.М.Боголюбова НАН України, Харківському національному університеті ім. В.Н.Каразіна, Київському національному університеті ім. Тараса Шевченка, в міжнародному мегапроекті FAIR в дослідницькому центрі важких іонів (GSI, Darmstadt, Germany), в національній прискорювальній лабораторії SLAC (США) та інших наукових центрах.

Особистий внесок здобувача. В дисертаційну роботу увійшли результати досліджень, виконані автором самостійно, в співавторстві або під його безпосереднім керівництвом, які викладені в роботах [1-55].

У роботах [1, 2, 7, 8, 26, 34] автором було проведено дослідження впливу напрямку спіна початкового електрона на поляризацію випромінювання в процесі СВ, а також впливу поляризації початкового фотона на напрямки спінів електрона і позитрона в процесі ОНП як в ультраквантовому, так і в ультрарелятивістському випадках; визначено спінову заселеність e^+e^- замагніченого газу і її вплив на СВ рентгенівських пульсарів.

У роботах [3, 4, 27, 30] автор дисертації на основі знайдених ним імовірностей процесів РФЕ, ДСВ провів аналіз виникнення резонансів в цих процесах; їм вивчено вплив поляризації початкових фотонів на ступінь орієнтування спінів електронів і поляризацію випромінювання в процесі резонансного РФЕ, а також вплив спін-фліп процесу на поляризацію випромінювання в процесі резонансного ДСВ; запропоновано схему поляризатора пучка електронів, де напрямки спінів електронів змінюються в процесі РФЕ в магнітному полі пропорційно зміні поляризації електромагнітної хвилі.

У роботах [17, 20, 21, 36, 42, 44, 49, 53] автором знайдено загальний вираз для перерізу процесу народження електрон-позитронної пари з урахуванням спіна частинок двома поляризованими фотонами (ДНП) в сильному зовнішньому магнітному полі, досліджено резонансні умови циклотронного резонансу з точністю до квадратичних за полем доданків, аналізується факторизація резонансного перетину і її зв'язок з чистим і змішаним спіновими станами проміжного електрона, аналізується вплив поляризації початкових фотонів на ступінь орієнтування спінів електронів (позитронів), проведено аналіз впливу поля циклотронних фотонів на процес народження e^+e^- пари в магнітосфері рентгенівського пульсара в полі $H=10^{12}Гс$.

У роботах [5, 6, 10, 28, 29, 31, 32, 35, 39] автором дисертації побудована теорія процесу однофотонного народження електрон-позитронної пари з випромінюванням фотона (ОНПВ) з урахуванням спіна частинок в сильному зовнішньому магнітному полі в резонансних і нерезонансних умовах, передбачено існування парних резонансів (внаслідок наявності двох фейнманівських діаграм), відстань між якими набагато менша за відстані між сусідніми рівнями Ландау, проведено оцінки імовірностей процесу в області парних резонансів, у вузькій області окремого резонансу і в нерезонансному випадку, виявлена залежність поляризації випромінювання від його полярного і азимутального кутів.

У роботах [22, 33, 51, 55] автором знайдена імовірність процесу каскадного народження e^+e^- пари з подальшою анігіляцією (КНПАП), показано, що в точці резонансу імовірність КНПАП дорівнює добутку імовірностей ОНП і анігіляції e^+e^- пари в фотон, аналізується ефект вакуумного подвійного променезаломлення в сильному магнітному полі.

У роботах [9, 11, 12, 37, 38, 40] автором проведено аналіз імовірності процесу народження e^+e^- пари електроном (РПЕ) поблизу порогу в резонансних умовах, аналіз впливу напрямку спіна початкового електрона на процес, проведено порівняння імовірностей процесів (в одиницю часу) СВ, ОНП, ДСВ, ОНПВ, КНПАП і РПЕ в магнітному полі $H=10^{12} \text{ Гс}$ в ультраквантовому наближенні, спільно з співавторами проведено розрахунок числа подій (вихід позитронів) SLAC експерименту з зіткнення пучка ультрарелятивістських електронів з лазерним променем.

У роботах [13-16, 18, 19, 23-25, 41, 43, 45-47, 48, 50, 52, 54] автором дисертації побудована теорія руху зарядженої частинки в електронному газі з анізотропної температурою в магнітному полі в рамках квантової теорії поля, одержано загальні вирази для діелектричної сприйнятливості електронного газу і для втрат енергії зарядженої частинки, знайдено прості аналітичні вирази для втрат енергії зарядженої частинки в лінійному за температурою наближенні (наближення великих швидкостей частинки), проаналізовано вплив анізотропії температури e^- газу на швидкість руху частинки відповідну максимальній силі тертя та знайдено граничне магнітне поле квантового пригнічення поперечного руху, спільно з співавторами побудована теорія руху додатньо і від'ємно заряджених частинок в електронному газі з урахуванням другого борнівського наближення і проведено аналіз залежності втрат енергії заряджених частинок від знака заряду при русі в електронному газі.

Апробація результатів. Основні результати роботи доповідалися і обговорювалися на наступних конференціях і нарадах: 1-а, 2-а, 3-я міжнародні конференції з квантової електродинаміки і статистичної фізики QEDSP, Харків 2001, 2006, 2011 pp.;

18-й міжнародний Балдінський семінар з проблем фізики високих енергій ISHEPP XVIII, Дубна, Росія, 2006 p.;

The 11-th Topical Workshop of the Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration - SPARC2014, Worms, Germany, 2014;

1-а, 3-я міжнародні конференції з поточних проблем в ядерній фізиці і атомній енергії НРАЕ, Київ 2006, 2010 рр.;

6-а, 7-а, 9-а, 10-а, 13-а міжнародні конференції з лазерів, фіберів і моделювання оптичних систем LFNМ, Харків 2004 р., Ялта 2005 р., Алушта 2008 р., Севастополь 2010 р., Судак 2013 р.;

9-а, 14-а конференції з фізики високих енергій, ядерній фізики і прискорювачів, Харків 2011, 2016 рр.;

Міжнародні школи-конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу ICPPCF, Харків 2014 року, 2016 рр.;

21-я, 22-я щорічні наукові конференції інституту ядерних досліджень НАН України, Київ 2014, 2015 рр.;

Конференції Інституту прикладної фізики НАН України «Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики», Суми 2014-2017 рр.

Публікації. Основні результати дисертації викладені в 55 наукових роботах, з яких 25 статей опубліковані у вітчизняних та міжнародних спеціалізованих наукових журналах [1-25], 22 тези - в тезах доповідей [26, 29, 31, 32, 37-40, 42-55] і 8 робіт - в працях конференцій [27, 28, 30, 33-36, 41].

Структура і обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, восьми розділів, висновків, списку використаних джерел, в якому міститься 372 найменування. Обсяг основної частини дисертації становить 292 сторінки, 65 рисунків і 1 таблиця у тексті. Загальний обсяг разом із анотацією, переліком джерел і додатком становить 361 сторінка.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертації, сформульовано мету і завдання дослідження, визначено наукову новизну і практичне значення результатів роботи, дана інформація про особистий внесок здобувача та апробацію роботи.

В першому розділі «Процеси квантової електродинаміки в сильному магнітному полі (огляд літератури)», проведено огляд робіт і проаналізовано сучасний стан досліджень процесів квантової електродинаміки в сильному магнітному полі. Аналізуються роботи з синхротронного випромінювання і народження e^+e^- пари фотонами, про процеси КЕД на пульсарах, про резонансні ефекти процесів КЕД другого порядку, роботи, пов'язані з міжнародним проектом FAIR і експериментами SLAC, роботи з руху зарядженої частинки в замагніченому електронному газі.

В другому розділі «Спін-поляризаційні ефекти в процесах синхротронного випромінювання (СВ), однофотонного народження e^+e^- пари (ОНП)» розроблена методика вивчення спін-поляризаційних ефектів, тобто ефектів впливу поляризації початкових фотонів на спіни кінцевих частинок і навпаки впливу спінів початкових частинок на поляризацію кінцевих фотонів. У процесах випромінювання фотона електроном і народження електрон-

позитронної пари фотоном в сильному зовнішньому магнітному полі вперше вивчено спін-поляризаційні ефекти.

Амплітуди ймовірностей процесів СВ і ОНП будуються за стандартними правилами КЕД, ймовірності процесів $W^{\mu_1\mu_2}$ дорівнюють добутку квадрата модуля амплітуди на число кінцевих станів ($\mu_1\mu_2$ - проекції спіна на напрямок поля початкового і кінцевого електронів для СВ, електрона і позитрона для ОНП, відповідно). Енергія електрона в магнітному полі H характеризується рівнем Ландау l , поздовжньою полю компонентою імпульсу p і дорівнює

$$\varepsilon_l = m\sqrt{1 + 2lh + p^2/m^2}, \quad h = H/H_0, \quad H_0 = m^2/e \approx 4.4 \cdot 10^{13} \text{ \AA}\tilde{n}. \quad (1)$$

В роботі детальний аналіз з знайдених простих аналітичних формул проведено в двох наближеннях: 1) в ультраквантовому або LLL (Lowest Landau Level) наближенні, коли $lh \ll 1$, 2) в ультрарелятивістському наближенні, коли $\varepsilon_l \gg m$, $lh \gg 1$.

Процес СВ в ультраквантовому наближенні. На рис.1. показана залежність інтенсивностей СВ з фіксованим значенням проекції спіна на напрямок поля початкового і кінцевого електронів (ωW^-- , ωW^{++} , ωW^{+-} , ωW^{-+}) від полярного кута вильоту фотона θ . Обрано перехід $l=2 \rightarrow l'=1$ і поле $h=0.1$. Інтенсивність вимірюється в одиницях $I_0 = e^2 h^3 m^2 / 4$. На рис.1. а) і б) обрано

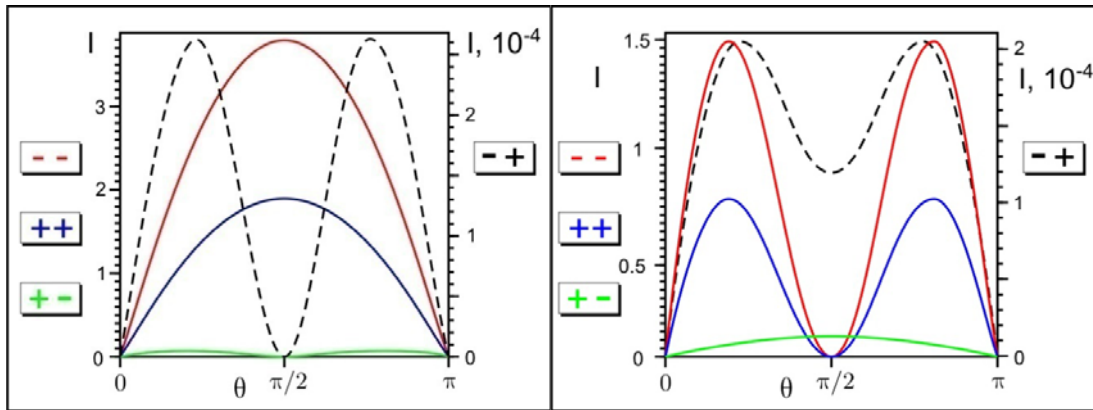


Рис.1. Кутова залежність інтенсивності СВ для випадків: а) нормальної поляризації фотона ($\xi_3=-1$) і б) аномальної поляризації фотона ($\xi_3=+1$) при переході $l=2 \rightarrow l'=1$ для поля $h=0.1$

нормальну (площина поляризації перпендикулярна напрямку поля) і аномальну лінійні поляризації кінцевого фотона з параметрами Стокса $\xi_3=-1$ і $\xi_3=1$, відповідно. Показано, що поляризація випромінювання збігається з поляризацією, знайденою в рамках класичної електродинаміки, якщо електрон не змінює напрямку спіна і знаходиться або в основному (з ймовірністю W^{--}) або в інверсному W^{++} спінових станах, при цьому $W^{--} > W^{++}$. Спін-фліп процес в основний спіновий стан ($\mu=-1$) змінює лінійну поляризацію випромінювання з нормальної ($\xi_3=-1$) на аномальну ($\xi_3=+1$) і в $1/h$ разів менший основного процесу без перевероту спіна. Спін-фліп процес в інверсний спіновий стан дуже малий і становить частку $\sim h^3$ від основного процесу. Врахування спін-фліп процесу зменшує ступінь поляризації випромінювання P на величину $\sim h$:

$$P = 1 - \frac{4h}{2l+1} \left(\frac{1-u^2}{1+u^2} \right)^2 < 1, \text{ де } u = \cos \theta. \quad (2)$$

Випромінювання є частково поляризованим. Відмінність від чистого стану найбільш помітно на самих низький рівнях Ландау.

Процес СВ в ультрарелятивістському наближенні характеризується параметрами

$$z = \frac{3h\varepsilon_l}{m}, \quad y = \frac{\omega}{\omega_c}, \quad \omega_c = \frac{z\varepsilon_l}{2+z}, \quad \Psi = \sqrt{2lh} \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right). \quad (3)$$

Кутова залежність поляризації випромінювання якісно повторюється, аналогічно ультраквантовому наближенню, "стискаючись" у вузький конус випромінювання $\sim m/\varepsilon$. Процеси без зміни напрямку спіна електрона з випромінюванням в площині його орбіти відповідають фотонам нормальної лінійної поляризації, випромінювання повністю поляризоване. Спін-фліп процес змінює знак лінійної поляризації фотона. Спін-фліп процес малоймовірний в умовах м'якого ультрарелятивізму $z \ll 1$ і складає частку $\sim z^2/8$ від основного процесу в області максимуму випромінювання. В умовах $z > 1$ спін-фліп процес стає одного порядку з процесом без перевероту спіна. Залежність ступеня поляризації від енергії електрона z зображена на рис.2. При цьому $\Psi=0$, $y=0.8$. Поляризація випромінювання від спочатку поляризованого пучка електронів в разі жорсткого ультрарелятивізму $z > 1$ суттєво залежить від енергії електрона, проекції його спіна і частоти випромінювання. Для початкових електронів зі спінами проти поля ступінь поляризації

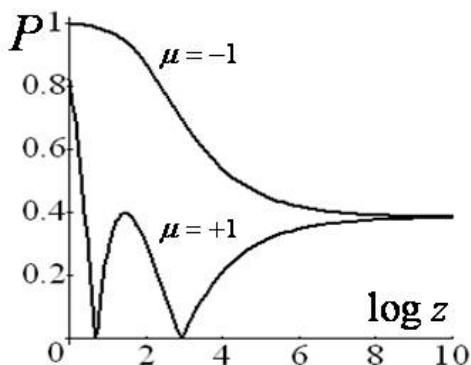


Рис.2. Ступінь поляризації як функція енергії електрона z

випромінювання монотонно падає з ростом z . Для електронів в інверсному спіновому стані ступінь поляризації випромінювання як функція z має суттєво немонотонний характер. Випромінювання в площині орбіти змінює поляризацію від нормальної до аномальної і навпаки при поступовому збільшенні енергії електрона (з ростом z). Випромінювання від спочатку неполяризованого пучка електронів в разі $z \gg 1$ частково поляризоване зі

ступенем поляризації $2.3/z$. Магнітні поля до сотні тесла і енергії електронів до декількох тераелектронвольтів є досяжними, що дає величину $z \sim 1$ і вище, тобто стає можливою експериментальна перевірка здобутих результатів впливу поляризації електронів на поляризації СВ в режимі жорсткого ультрарелятивізму.

Процес ОНП в ультраквантовому наближенні. На порозі процесу частота фотона, енергії і поздовжні компоненти імпульсів частинок дорівнюють

$$\omega_m = (m^- + m^+) / \sqrt{1-u^2}, \quad \varepsilon_m^\pm = m^\pm / \sqrt{1-u^2}, \quad p_m^\pm = u\varepsilon_m^\pm, \quad \text{где } m^\pm = m\sqrt{1+2l^\pm h}, \quad u = \cos\theta, \quad (4)$$

тобто електрон і позитрон знаходяться "нерухомо" на рівнях Ландау l^- і l^+ , відповідно, в системі відліку, де полярний кут фотона $\theta = \pi/2$. Без втрати загальності картини можна розглядати початковий фотон спрямованим перпендикулярно полю. Імовірності в одиницю часу процесу ОНП з фіксованими проекціями спінів частинок $W^{\mu^-\mu^+}$ на порозі процесу містять сингулярність. Наявність сингулярності в імовірності пов'язана зі знехтуванням врахування випромінювання м'яких фотонів, яке завжди супроводжує процеси квантової електродинаміки. Показано, що імовірності ОНП пропорційні таким величинам:

$$W^- \sim h(1+\xi_3), \quad W^+ \sim h^2(1-\xi_3), \quad W^{++} \sim h(1-\xi_3), \quad W^{+-} \sim h^5(1+\xi_3). \quad (5)$$

Найбільш імовірним варіантом перебігу процесу є випадок народження e^+e^- пари в основні спінові стани з $\mu^- = -1$ і $\mu^+ = +1$, оскільки W^- містить найменшу степінь малого параметра h . У всіх розглянутих випадках імовірності залежать тільки від одного параметра Стокса фотона ξ_3 . Відсутність параметрів ξ_1, ξ_2 у виразах для імовірності процесу є очевидним, оскільки в обраній системі відліку фотон рухається в напрямку перпендикулярному магнітному полю. У вибраній системі рівноімовірними є випадки з лінійними поляризаціями фотона під кутами $+45^\circ$ і -45° щодо напрямку поля, а також з правою і лівою круговими поляризаціями. За винятком вузького інтервалу значень поляризації фотона поблизу $\xi_3 = -1$ e^+e^- пари народжуються в основні спінові стани з такими ступенями орієнтування спінів:

$$P_{e^-} = -1 + hl^- \frac{1-\xi_3}{1+\xi_3}, \quad P_{e^+} = 1 - hl^+ \frac{1-\xi_3}{1+\xi_3}. \quad (6)$$

Для номально поляризованого фотона ($\xi_3 = -1$) ступені орієнтування спінів залежать тільки від номерів рівнів Ландау:

$$P_{e^-} = P_{e^+} = (l^- - l^+) / (l^- + l^+), \quad (7)$$

тобто та частинка, чий енергетичний рівень вищий, народжується переважно в інверсний спіновий стан, а чий нижчий - в основний, а для $l^+ = l^-$ пари e^+e^- народжуються з рівнозаселеними спіновими станами. Найбільш імовірним є симетричний випадок з однаковими номерами рівнів Ландау електрона і позитрона.

Процес ОНП в ультрарелятивістському наближенні. Залежність повної імовірності процесу в одиницю часу від зворотньої частоти ($\Omega = h\omega/m$) зображено на рис.3 для випадків а) $\xi_3 = +1$, б) $\xi_3 = -1$, відповідно. Тут $W_0 = e^2 hm$. Для магнітного поля $h = 0.1$ за порядком величини $W_0 \sim 10^{18} c^{-1}$. Максимум імовірності відповідає величині $\Omega_{\max} \approx 10$, що для поля $h = 0.1$ відповідає частоті фотона $\omega_{\max} \approx 50 \text{ MeV}$. З ростом частоти вище ω_{\max} імовірність процесу починає падати. Як впливає з рис.3 найбільш імовірними є процеси з протилежними значеннями спінів електрона і позитрона. При цьому для аномально

поляризованого фотона процес з інверсними спіновими станами частинок на порядок перевищує процес з основними спіновими станами $W^{+-} \gg W^{++}$. Для нормально поляризованого фотона ці процеси мають однакову імовірність $W^{+-} = W^{++}$.

Таким чином, змінюючи лінійну поляризацію початкового фотона (обертаючи промінь навколо своєї осі) можна отримувати електрони і позитрони починаючи від неполяризованих до інверсно поляризованих станів. У лабораторних умовах досягають величини магнітного поля до 10^6 Гс. Енергії фотонів 100 GeV відповідають величині $\Omega \sim 4 \cdot 10^{-3}$, тобто Ω є малим параметром задачі. В астрофізиці в магнітосфері пульсарів Ω можуть приймати гігантські значення.

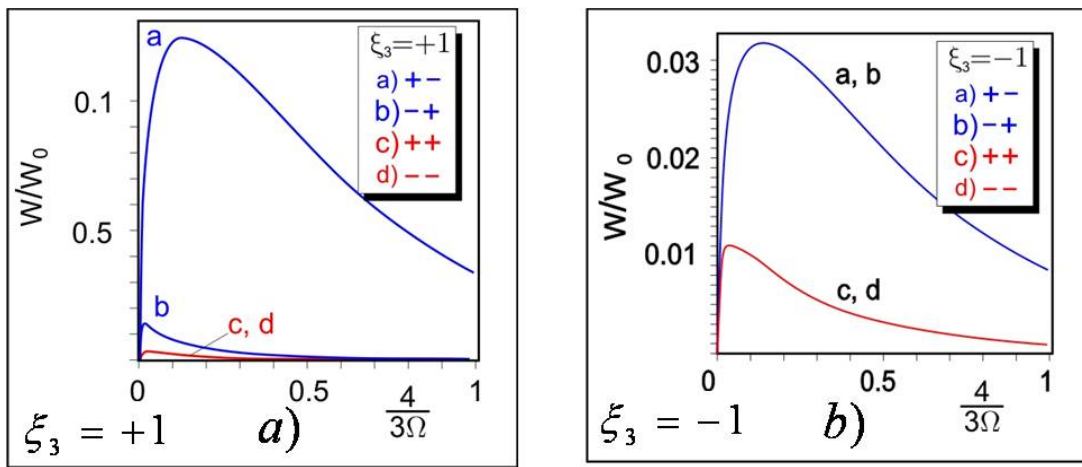


Рис.3. Залежність повної імовірності процесу від параметра $4/3\Omega$ для випадків: а) $\xi_3=+1$, б) $\xi_3=-1$

В третьому розділі «Резонансні і спін-поляризаційні ефекти в процесі розсіяння фотона на електроні (РФЕ)» в процесі розсіяння фотона на електроні в магнітному полі вивчено спін-поляризаційні ефекти в резонансних умовах, тобто вивчено вплив поляризації початкових фотонів як на поляризацію випромінювання, так і на спінові стани кінцевих електронів для різних спінових станів початкового електрона. Вивчено процес випромінювання двох фотонів електроном в магнітному полі (ДСВ) в резонансних умовах з поляризованими фотонами і певними значеннями проекцій спіна електронів. Аналіз процесів РФЕ і ДСВ проведено в ультраквантовому наближенні.

Для процесу РФЕ виконуються закони збереження енергії і поздовжньої компоненти імпульсу частинок, які мають вигляд:

$$\varepsilon + \omega = \varepsilon' + \omega', \quad p + \omega v = p' + \omega' u, \quad (8)$$

де $\omega, v = \cos \theta$ і $\omega', u = \cos \theta'$ - частоти і косинуси поляричних кутів початкового і кінцевого фотонів; $\varepsilon \equiv \varepsilon_l, p \equiv p_z$ і $\varepsilon' \equiv \varepsilon'_l, p' \equiv p'_z$ - енергії та поздовжні імпульси початкового і кінцевого електронів, відповідно; l, l' - рівні Ландау початкового і кінцевого електронів. У загальному випадку знайдено вирази для

диференціального перерізу РФЕ в одиницю часу $d\sigma_{\xi\xi'}^{\mu\mu'}$ з фіксованими проєкціями спінів початкового і кінцевого електронів μ, μ' з урахуванням поляризації початкового і кінцевого фотонів ξ, ξ' . Позначення ξ для поляризації початкового фотона означає задання параметрів Стокса ξ_1, ξ_2, ξ_3 . Резонанс в процесі розсіяння фотона на електроні відповідає виходу проміжного стану на масову поверхню. В ультраквантовому наближенні з точністю до \hbar резонансна частота початкового (кінцевого) фотона кратна циклотронній і дорівнює відстані між рівнями Ландау початкового (кінцевого) і проміжного електронів. З точністю до \hbar^2 частота початкового фотона в резонансі крім номерів рівнів Ландау частинок, також залежить від полярних кутів початкового і кінцевого фотонів. Врахування поляризації фотонів не впливає на умови виникнення резонансів. Проміжний електрон в резонансних умовах має певне значення проєкції спіна μ_n . Інтерференція резонансів за двома фейнманівськими діаграмами може мати місце при виконанні умови: $n_g + n_f = l + l'$, $\nu u = 1$, де n_g, n_f - рівні Ландау проміжного електрона в першій і другій діаграмах. В роботі показано, що диференціальний переріз процесу РФЕ в ультраквантовому наближенні поблизу резонансних умов може бути приведений до форми Брейта-Вігнера і має вигляд:

$$\frac{d\sigma_{\xi\xi'}^{\mu\mu'}}{du} = \frac{2\pi}{\omega^2} \frac{(dW_{\xi}^{\mu\mu_n} / d\nu) \cdot (dW_{\xi'}^{\mu_n\mu'} / du)}{[(\omega - \omega_g)^2 + \Gamma^2 / 4]}, \quad (9)$$

де вираз $dW_{\xi}^{\mu\mu_n} / d\nu$ ($dW_{\xi'}^{\mu_n\mu'} / du$)-диференціальна імовірність випромінювання початкового (кінцевого) фотона з поляризацією ξ (ξ') проміжним електроном, що знаходиться на певному рівні Ландау n_g і в певному спіновому стані μ_n з переходом електрона в початковий (кінцевий) стан на рівень Ландау l (l'), $\omega_g = (n_g - l)\hbar m$, Γ - ширина резонансу, яка визначається як імовірність розпаду проміжного стану і дорівнює повної імовірності СВ.

Аналіз і здобуті результати впливу спінових станів електрона на поляризацію кінцевого фотона в процесах з фіксованим значенням спінів частинок збігаються з аналогічними в процесі випромінювання фотона електроном. Спін-фліп процес змінює знак лінійної поляризації випромінювання. Відмінністю "спін-фліпа" РФЕ від СВ є те, що імовірності перевероту спіна в РФЕ в основний і інверсний стани близькі за величиною, в той час як в процесі СВ переверот в інверсний спіновий стан пригнічений. Електрони зі спінами орієнтованими спочатку проти поля (в основному стані) випромінюють повністю поляризовані фотони з поляризацією як в процесі СВ. Якщо початкові фотони мають нормальну лінійну поляризацію $\xi_3 = -1$, то порушення ступеня поляризації електронів пропорційно \hbar . Якщо початкові фотони аномально лінійно поляризовані $\xi_3 = +1$, спіни електронів орієнтуються за полем. Електрони зі спінами орієнтованими по полю випромінюють частково поляризовані фотони, ступінь деполіризації випромінювання пропорційний \hbar і залежить від рівня Ландау кінцевого електрона. Ступінь деполіризації

електронного пучка також пропорційна \hbar , залежить від значень рівнів Ландау електрона в початковому, проміжному і кінцевому станах. Ступінь самополяризації спочатку неполяризованого пучка електронів залежить від номерів рівнів Ландау початкового і кінцевого електронів, для томсонівського процесу ($\omega = \omega'$) дорівнює ступеню лінійної поляризації початкового фотона з протилежним знаком: $P' = -\xi_3$. Пропорційність змінення ступеня поляризації електронів зміненню ступеня поляризації фотонів є суттєвою відмінністю цього ефекту в процесі РФЕ від подібного ефекту в процесі ОНП. В області інтерференції резонансів в обох фейнманівських діаграмах поляризація початкового фотона не впливає на орієнтування спінів електронів, ефект самополяризації відсутній.

Одержані результати з орієнтування спінів електронів в процесі РФЕ в ультраквантовому наближенні можна використовувати для створення в лабораторних умовах поляризатора електронного пучка. Схема установки зображена на рис.4. У запропонованій схемі поляризатора пучка електронів

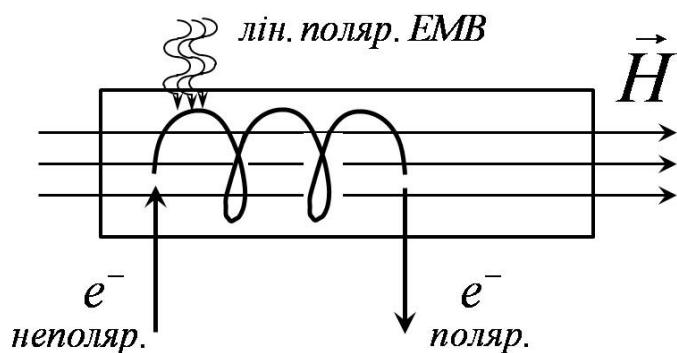


Рис.4. Схема поляризатора електронного пучка під дією електромагнітної хвилі в магнітному полі

напрямки спінів електронів змінюються в процесі РФЕ в магнітному полі пропорційно зміні поляризації електромагнітної хвилі. Лінійно поляризована електромагнітна хвиля міліметрового діапазону ($\lambda = 2.5 \text{ мм}$) потужністю 10 кВт в магнітному полі 40 кГс повністю поляризує пучок електронів за час $\tau = 10^{-10} \text{ с}$ на ділянці розміром 2 мм .

Процес випромінювання двох фотонів електроном

відрізняється від процесу РФЕ заміною початкового фотона з частотою ω на кінцевий з частотою ω_1 . Умови резонансного перебігу процесу ДСВ в ультраквантовому наближенні збігаються з резонансними умовами для процесу РФЕ. Диференціальна імовірність ДСВ dW_D здобута з диференціального перерізу РФЕ $d\sigma_C$, прирівнюючи амплітуди цих процесів і враховуючи число кінцевих станів в них, в результаті

$$\frac{dW_D}{\omega_1^2 d\omega_1 dv du} = 2 \cdot \frac{d\sigma_C}{4\pi^2 du} \quad (10)$$

Для найнижчого можливого рівня початкового електрона $l = 2$ імовірність ДСВ дорівнює $W_D = \alpha \hbar^2 m$. Процес випромінювання одного фотона електроном з рівня $l=2$ дорівнює $W_{\text{орп}} = 2\alpha \hbar^2 m$, тобто в резонансі процес другого порядку зрівнюється з процесом першого порядку. Імовірність процесу ДСВ без перевертання спіна електрона факторизується в резонансних умовах. Кожен з двох випромінених фотонів має таку ж поляризацію як фотон в процесі СВ. Імовірність спін-фліп процесу ДСВ з переходом електрона в основний спіновий

стан не факторізується в резонансних умовах. Ступінь лінійної поляризації випромінювання в такому процесі залежить від кратності циклотронної частоти. Для найбільш імовірного випадку переходу електрона на сусідній рівень Ландау в спін-фліп процесі кінцеві фотони не мають лінійної поляризації, зокрема, випромінювання перпендикулярно полю повністю неполяризоване.

В четвертому розділі «Народження e^+e^- пари двома поляризованими фотонами в резонансних умовах» вивчено процес двофотонного народження e^+e^- пари (ДНП) з урахуванням спінів частинок і поляризацій фотонів в області резонансу. Аналізується вплив поляризації початкових фотонів на ступінь поляризації пучків кінцевих частинок. Проведено порівняння процесів ОНП і ДНП в магнітному полі $H \sim 10^{12} \text{ Гс}$, характерному для магнітосфери рентгенівських пульсарів і врахована поляризація електронів і позитронів при генерації випромінювання e^+e^- плазми магнітосфери пульсара.

Вирази для порогових значень сумарної частоти фотонів, енергій і поздовжніх імпульсів електрона і позитрона мають вигляд (4), де потрібно провести заміну $u \rightarrow (\omega_1 v + \omega_2 u) / (\omega_1 + \omega_2)$. Для аналізу процесу в резонансних умовах зручно вибрати систему відліку, в якій жорсткий фотон ($\omega_2 > m^+ + m^-$) направлений перпендикулярно магнітному полю $u = 0$. В резонансі в ультраквантовому наближенні два початкових фотона грають принципово різну роль. Жорсткий фотон ω_2 народжує e^+e^- пару, а м'який фотон ω_1 поглинається цим проміжним електроном. Резонанс в процесі ДРП над порогом має місце, якщо частоти фотонів дорівнюють:

$$\omega_{1g} = (l^- - n_g)hm(1 + v\sqrt{\alpha_g h}), \quad \omega_2 = 2m + (l^+ + n_g)hm + \delta\omega, \quad \delta\omega = \alpha_g hm, \quad (11)$$

де n_g - рівень Ландау проміжного електрона. Мала добавка $\alpha_g hm$ до порогової частоти в ω_2 передається поздовжнім імпульсам частинок. Для реалізації інтерференції резонансів двох фейнманівських діаграм поблизу порогу необхідно: $v = 0$, $l^+ = l^-$, $n_g = n_f$. Показано, що переріз процесу ДНП в резонансних умовах з електронним проміжним станом в ультраквантовому наближенні зводиться до форми Брейта-Вігнера і має вигляд:

$$\sigma^{\mu^- \mu^+} = \frac{2\pi}{\omega_1^2 (1 - \cos \chi)} \cdot \frac{dW_{\text{СВ } e^-}^{\mu^- \mu_g} / dv \cdot W_{\text{ОНП}}^{\mu_g \mu^+}}{((\omega_1 - \omega_{1g})^2 + \Gamma_g^2 / 4)}, \quad \text{для } \mu^- \mu^+ = --, -+, +-. \quad (12)$$

В (12) χ - кут між напрямками руху фотонів, Γ_g - ширина резонансу, $dW_{\text{СВ } e^-}^{\mu^- \mu_g} / dv$ - диференціальна імовірність в одиницю часу СВ, $W_{\text{ОНП}}^{\mu_g \mu^+}$ - імовірність в одиницю часу процесу ОНП, $\mu_g = -1$ - напрямок спіна проміжного електрона, спрямований проти поля. Найбільший переріз процесу відповідає народженню частинок в основні спінові стани σ^{-+} . Він має максимальне значення, якщо м'який фотон нормально поляризований, а жорсткий фотон поляризований аномально. У разі народження пари на найнижчі можливі рівні

Ландау ($l^+=0$, $l^-=1$) в магнітному полі $h=0.1$ неполяризованими фотонами, спрямованими назустріч один одному перпендикулярно полю с частотами жорсткого і м'якого фотонів, відповідно, рівними $\omega_2=2m+1,25hm$, $\omega_1=hm$, оцінка перерізу ДНП дає $\sigma^{-+} = 2\pi e^{-2/h} / h^4 m^2 \approx 2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, що порядку томсонівського перерізу, при цьому ширина $\Gamma_g \sim \alpha m h^2 \approx 30 eV$. Переріз σ^{++} не факторизується, оскільки проміжний електрон виявляється в змішаному спіновому стані. Два канали A і B процесу з перерізом σ^{++} мають однаковий порядок величини. У каналі A жорсткий фотон народжує e^+e^- пару в найвигідніші спінові стани $\mu^+=+1$, $\mu_g^=-1$ і далі проміжний електрон поглинає м'який фотон з перевертанням спіна, що додає додаткову степінь h в порівнянні з процесом поглинання без перевертання спіна, в результаті спін кінцевого електрона спрямований по полю $\mu_g^=-1 \rightarrow \mu^-=+1$. У каналі B жорсткий фотон відразу народжує e^+e^- пару зі спінами по полю $\mu^+=+1$, $\mu_g^+=+1$, при цьому імовірність містить додаткову степінь h в порівнянні з попереднім випадком, і далі проміжний електрон поглинає м'який фотон без перевертання спіна $\mu_g^+=+1 \rightarrow \mu^-=+1$. Для резонансу з позитронним проміжним станом не факторизується переріз σ^{--} .

Спін-поляризаційні ефекти в процесі ДНП полягають у впливі поляризації початкових фотонів на орієнтування спінів кінцевих електрона і позитрона. В роботі було показано, що в резонансному процесі ДНП з проміжним електроном з аномально лінійно поляризованим жорстким фотонам ($\xi_3=1$) зміна лінійної поляризації м'якого фотона у всьому діапазоні змінює орієнтування спінів електронів від повністю орієнтованих проти поля до повністю орієнтованих за полем, не змінюючи напрямку спіна позитрона (спрямований за полем). Щоб спіни електронів були спрямовані проти поля (основна спінова заселеність), потрібно вибрати поляризацію м'якого фотона з параметрами Стокса, рівними

$$\xi_1^{(1)} = 0, \quad \xi_2^{(1)} = -\frac{2v}{1+v^2}, \quad \xi_3^{(1)} = -\frac{1-v^2}{1+v^2}. \quad (13)$$

Для одержання повністю інверсної спінової заселеності електронів необхідно в (13) змінити знак лінійної поляризації $\xi_3^{(1)}$. В процесі з нормально лінійно поляризованими жорсткими фотонами ($\xi_3=-1$) ступінь орієнтування спінів електронів не залежить від поляризації м'якого фотона і визначається тільки рівнями Ландау проміжної і кінцевої частинок

$$P_{e^-} = (n_g^2 - l^- l^+) / (n_g^2 + l^- l^+). \quad (14)$$

Ступінь поляризації позитронів збігається з електронною $P_{e^+} = P_{e^-}$. Для процесу з найнижчими можливими енергетичними рівнями електрони повністю неполяризовані, а першим збудженим рівням відповідає переважно нормальна спінова заселеність; Якщо обидва фотона процесу циркулярно поляризовані, частинки знаходяться переважно в основному спіновому стані. Порушення поляризованості частинок $\sim h$ і максимальне, якщо фотони мають однаковий напрямок кругової поляризації.

Імовірності в одиницю часу народження e^+e^- пари на найнижчих можливих енергетичних рівнях одним фотоном $W_{1\gamma}$ і двома фотонами $W_{2\gamma}$ відповідно дорівнюють:

$$W_{1\gamma} = \frac{e^2 h m e^{-2/h}}{4\sqrt{\delta\omega/m}}, \quad W_{2\gamma} = n_\gamma \frac{\pi e^4 h e^{-2/h}}{2\Gamma^2} \sqrt{\frac{m}{\delta\omega}}, \quad (15)$$

де n_γ - густина фотонів циклотронної частоти в магнітосфері пульсара. Рівність цих імовірностей дає вираз для критичної густини

$$n_{\gamma c} = 2e^2 h^4 m^3 / 9\pi. \quad (16)$$

Якщо густина циклотронних фотонів перевищує критичне значення (16), двофотонний процес домінує над однофотонним. Для поля $h = 0.1$ маємо $n_{\gamma c} \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$, що на порядок перевищує оціночну характерну густину фотонів в магнітосфері пульсарів.

В роботі вивчено вплив поляризації частинок на інтенсивність синхротронного випромінювання пульсара. Розглядається один ступінь каскаду: початкова ультрарелятивістська частинка випромінює жорсткі магнітодрейфові фотони, фотони утворюють e^+e^- пари, електрони (позитрони) синхротронно випромінюють. Для аналізу введено відношення інтенсивностей

$$R = \langle I \rangle_{pol} / \langle I \rangle_{therm}, \quad (17)$$

де $\langle I \rangle_{pol}$ - повна інтенсивність випромінювання фотона електроном, яка усереднюється з ваговими частками електронів, що знаходяться в інверсному і основному спінових станах, $\langle I \rangle_{therm}$ - повна інтенсивність випромінювання фотона, усереднена по спінах початкового електрона і підсумована по спінах кінцевого. Таким чином, при використанні величини $\langle I \rangle_{therm}$ вважається загальноприйнята точка зору про термодинамічне приготування частинок плазми, які є неполяризованими, а при використанні $\langle I \rangle_{pol}$ враховується поляризація частинок, що виникли в процесах ОНП або резонансного ДНП. На рис.5 показано відношення інтенсивностей R а) в ультраквантовому наближенні, б) в ультрарелятивістському наближенні. На рис.5 а) показана залежність відношення R від лінійної поляризації початкового фотона ξ_3 і рівня Ландау кінцевого електрона l' при $h=0.1$ і $l=5$. Врахування поляризацій частинок в ультраквантовому наближенні збільшує інтенсивність випромінювання. Максимальний ефект має місце при переході на нижні енергетичні рівні з аномальною поляризацією початкового фотона. На рис.5 б) показана залежність відношення R від лінійної поляризації початкового фотона ξ_3 і частоти кінцевого фотона $y = \omega'/\omega_c$. Врахування поляризацій частинок в ультрарелятивістському наближенні зменшує інтенсивність випромінювання. Максимальний ефект також відповідає аномальній поляризації початкового фотона.

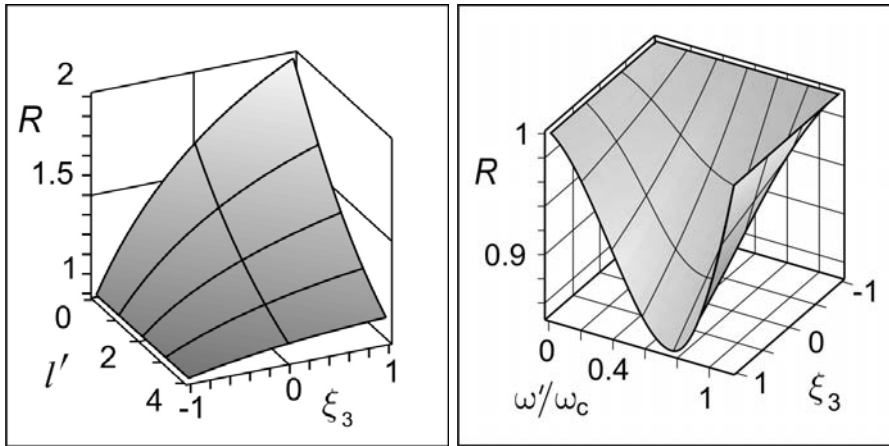


Рис.5. Відношення інтенсивностей R а) в ультраквантовому наближенні, б) в ультрарелятивістському наближенні

Таким чином, врахування спінової заселеності e^+e^- плазми приводить до змінення спектру СВ, збільшує низькочастотну частину спектру і зменшує високочастотну.

В п'ятому розділі «однофотонне народження e^+e^- пари з випромінюванням фотона (ОНПВ)» вперше вивчений процес народження e^+e^- пари фотоном з подальшим випромінюванням кінцевого фотона в сильному магнітному полі як єдиний процес другого порядку. Аналізується кінематика процесу і умови виникнення резонансів. Проведено розрахунки імовірностей процесу в резонансному і нерезонансному випадках з урахуванням поляризації частинок в ультраквантовому наближенні. Вивчено спін-поляризаційні ефекти. Аналізується можливість існування змішаних спінових станів проміжного електрона (позитрона) КЕД процесів в резонансних умовах.

Порогова частота і косинус кута вильоту кінцевого фотона визначається виразами:

$$\omega'_{th} = \omega - m^+ - m^-, \quad u_{th} = \omega v / \omega'_{th}. \quad (18)$$

Умови виникнення резонансів відповідають прямуванню до нуля знаменника функції Гріна проміжної частинки в амплітуді імовірності. Резонанс в одній з двох фейнманівських діаграм на порозі процесу (без поздовжніх імпульсів частинок) має місце, якщо частота початкового фотона дорівнює сумі енергій проміжного електрона на рівні Ландау n_g і кінцевого позитрона на рівні Ландау l^+ , а частота кінцевого фотона дорівнює відстані між рівнями Ландау проміжного і кінцевого електронів $\omega'_{res} = hm(n_g - l^-)$. Надпорогове значення частоти початкового фотона не впливає на появу резонансу, а лише злегка змінює резонансні параметри кінцевих частинок. Врахування більш високої степені малого параметра h в аналізі резонансних умов приводить до появи парних резонансів, відстань між якими набагато менша відстані між сусідніми рівнями Ландау. Парні резонанси є явним доказом наявності двох фейнманівських діаграм, що описують процес ОНПВ. Інтерференція резонансів двох діаграм має місце якщо $l^- = l^+$, $n_g = n_f$, $u = 0$.

Показано, що диференціальну імовірність процесу ОНПВ в одиницю часу з фіксованою частотою і кутом вильоту кінцевого фотона в області індивідуального резонансу з електронним проміжним станом в ультраквантовому наближенні може бути приведено до форми Брейта-Вігнера:

$$\frac{dW_{\text{ОНПВ}}^{\mu^- \mu^+ (g)}}{d\omega' du} = \frac{1}{4\pi} \frac{W_{\text{ОНП}}^{\mu_n g \mu^+} \cdot dW_{\text{СВ } e^-}^{\mu_n g \mu^-} / du}{(\omega' - \omega'_{\text{res}})^2 + n_g^2 \Gamma^2 / 4}, \quad (19)$$

де в чисельнику імовірності множники мають зміст аналогічний як у вираженні (12), $\mu_{n_g} = \mu^-$ (з позитронним проміжним станом $\mu_{n_f} = \mu^+$). Імовірність процесу ОНПВ в області індивідуального резонансу (для основного випадку $-+$) дорівнює

$$\Delta W_{\text{ОНПВ}}^{-+(g)} = W_{\text{ОНП}}^{-+}, \quad (20)$$

тобто процес другого порядку ОНПВ в області резонансу є рівноімовірним з процесом першого порядку ОНП. У разі народження e^+e^- пари в основні енергетичні стани $\Gamma = \Gamma^+ = 0$ ($n_g = 1$) в магнітному полі величиною $h = 0.1$ імовірності ОНП і СВ за порядком величини дорівнюють, відповідно

$$W_{\text{ОНП}}^{-+} \sim 10^{10} [1/c], \quad W_{\text{СВ } e^-}^{-+} \sim 10^{17} [1/c]. \quad (21)$$

В області парних резонансів (між парними резонансами) має місце інтерференція двох фейнманівських діаграм. Відмінністю цієї області від вузької області окремого резонансу є суттєва залежність імовірності процесу в першому випадку від різниці азимутальних кутів $\Delta\varphi$ початкового і кінцевого фотонів. При поширенні початкового фотона $\perp \vec{H}$, випромінювання в площині перпендикулярно полю з області парних резонансів є максимальним в напрямку (паралельно і антипаралельно) початкових фотонів і відсутнє під кутом $\Delta\varphi = 3\pi/4$. Диференціальна імовірність процесу ОНПВ в одиницю часу з фіксованою частотою випромінювання $\omega' = \kappa' mh^2$ в нерезонансній області для неполяризованих фотонів дорівнює

$$\frac{dW}{d\kappa'} = \frac{4\pi^2}{3} e^4 m h^4 e^{-2/h} \left\{ \frac{\sqrt{a - \kappa'}}{\kappa'} + \frac{4\kappa'}{\sqrt{a - \kappa'}} \right\} \quad (22)$$

у випадку, коли частинки народжуються в основні енергетичні стани поблизу порога фотоном з частотою $\omega = 2m + amh^2$. Оцінка повної імовірності W в одиницю часу для $h = 0.1$, $a = 1$ дає $W \approx 10^6 \tilde{n}^{-1}$.

В області індивідуального резонансу з електронним проміжним станом поляризація кінцевого фотона збігається з поляризацією класичного СВ електрона. А в області індивідуального резонансу з позитронним проміжним станом поляризація кінцевого фотона збігається з поляризацією класичного СВ позитрона. В області парних резонансів при народженні e^+e^- пари на однакові рівні Ландау ($\Gamma = \Gamma^+$) поляризація випромінювання залежить як від полярного кута, так і азимутального і є чисто лінійної в будь-якому напрямку. Поляризація початкового фотона не впливає на поляризацію кінцевого. Ступінь

орієнтування спінів електрона і позитрона така ж, як в процесі ОНП, тобто додавання кінцевого фотона в процесі ОНП в резонансній кінематиці не впливає на спіни кінцевих частинок.

Аналіз виникнення чистих і змішаних спінових станів проміжної частинки у резонансних умовах у всіх КЕД процесах другого порядку з одним проміжним лептонним станом (проміжним електроном або позитроном) показав:

- змішані спінові стани мають місце у процесах, де у початковому або кінцевому станах бере участь два фотона, тобто у процесах: двофотонного випромінювання електрона (позитрона), двофотонного поглинання електрона (позитрона), двофотонного народження e^+e^- пари, анігіляція e^+e^- пари у два фотона;
- В процесі ДСВ без перевертання спіна електрона спіновий проміжний стан чистий, а у спін-фліп процесі він є змішаним;
- змішаний спіновий стан у процесі ДНП матиме місце, коли частинки народжуються з однаково спрямованими спінами, при цьому спін проміжного електрона (позитрона) спрямований за полем (проти поля), тобто знаходиться у інверсному стані. Основні спінові стани є чистими станами.

В шостому розділі «Процес каскадного однофотонного народження e^+e^- пари з подальшою анігіляцією в один фотон (КНПАП)» вперше вивчено процес поширення фотона в сильному магнітному полі, коли відбувається каскадне народження e^+e^- пари з подальшою анігіляцією пари (КРПАП). Поляризаційний оператор фотона в магнітному полі знайдено прямим методом теорії розсіювання КТП. Аналізуються резонансні умови процесу КНПАП. Проводиться порівняння амплітуди КНПАП з імовірністю процесу ОНП (оптична теорема), а також оцінка відношення імовірностей КНПАП в нерезонансному і резонансному випадках в ультраквантовому наближенні. Вивчається вплив поляризації початкового фотона на поляризацію кінцевого. Аналізується ефект вакуумного подвійного променезаломлення в сильному магнітному полі.

Умови резонансного перебігу процесу розповсюдження фотона у магнітному полі переводять процес у режим каскаду народження e^+e^- пари і анігіляція пари і мають в ультраквантовому наближенні вигляд:

$$\omega_{res} = m\sqrt{1 + 2n_g\hbar} + m\sqrt{1 + 2n_f\hbar}, \quad (23)$$

де n_g, n_f - рівні Ландау проміжного електрона і позитрона, тобто у резонансі частота початкового фотона дорівнює сумі енергій проміжних електрона і позитрона, які знаходяться на фіксованих рівнях Ландау з нульовими поздовжніми імпульсами. При безперервному збільшенні частоти фотона резонанси будуть з'являтися через проміжки рівні циклотронній частоті, при цьому на відстанях кратних циклотронній частоті розташовані непоодинокі резонанси, а серія резонансів, для яких відстань між сусідніми піками $\sim h^2$.

Для знайденої амплітуди імовірності КНПАП A_{if} виконується оптична теорема:

$$W_{\text{ОНП}} = -\sqrt{4\Gamma / \delta\omega} \operatorname{Im} A_{if}(0), \quad (24)$$

де $W_{\text{ОНП}}$ - повна імовірність процесу ОНП за час T , Γ - ширина резонансу, $\delta\omega$ - відбудова частоти початкового фотона від порогового значення, при цьому, на порозі процесу ОНП частота початкового фотона задовольняє резонансним умовам (23), $A_{if}(0)$ - амплітуда процесу КНПАП без зміни параметрів початкового фотона. Повна імовірність процесу КНПАП в резонансних умовах, приводиться до вигляду формули Брейта-Вігнера:

$$W_{\text{res}} = \frac{\Gamma \delta\omega}{2^{12}} \cdot \frac{W_{\text{ОНП}} W_{\text{АП}}}{[(\omega - \omega_{\text{res}}) + \Gamma^2 / 2^{10}]}, \quad (25)$$

де $W_{\text{АП}}$ - імовірність анігіляції e^+e^- пари в один фотон, яка відрізняється від $W_{\text{ОНП}}$ лише заміною початкового фотона на кінцевий і наявністю дельта функції Дірака $\delta(\omega - \omega')$ замість множника $T/2\pi$. В точці резонансу вираз (25) дорівнює $W_{\text{res}} = (\delta\omega / 4\Gamma) \cdot W_{\text{ОНП}} W_{\text{АП}}$. Найбільша імовірність каскаду відбувається з фотонами аномально лінійної поляризації ($\xi_3=1$). Імовірність нерезонансного процесу КНПАП (між резонансами) для поля $h = 0.1$ на 5 порядків менше резонансного процесу.

Поляризація кінцевого фотона визначається параметрами Стокса вигляду:

$$\xi'_3 = 1, \quad \xi'_1 = (n_g + n_f)h\xi_1 / (1 + \xi_3), \quad \xi'_2 = (n_g + n_f)h\xi_2 / (1 + \xi_3). \quad (26)$$

Якщо початковий фотон не є нормально лінійно поляризованим $\xi_3 \neq -1$, тоді в процесі КНПАП поляризація кінцевого фотона є аномальною лінійною $\xi'_3 = 1$ і практично не залежить від поляризації початкового фотона. В разі, коли початковий фотон нормально лінійно поляризований $\xi_3 = -1$, процес пригнічений (імовірність містить додатковий множник h^2), при цьому кінцевий фотон також нормально поляризований $\xi'_3 = -1$. Фотони, що проходять область з магнітним полем, як без взаємодії з вакуумом, так і за участю в процесі КНПАП, складають два променя вакуумного подвійного променезаломлення (ВПП). Нормально і аномально лінійно поляризовані фотони не змінюють поляризації при ВПП. Після проходження області невеликих розмірів (коли зміна поляризації фотонів слабка), ефект ВПП збігається з відомим в квазикласичному наближенні. Якщо первинний промінь фотонів неполяризований, тоді після проходження області з магнітним полем через ВПП він придбає часткову аномальну лінійну поляризацію $\xi'_3 \neq 0$. Ступінь поляризації експоненціально залежить від величини магнітного поля. В резонансних умовах в магнітному полі $H=10^{13} \text{ Гс}$ фотони повністю поляризуються після проходження області розміром $L=1 \text{ мкм}$.

В сьомому розділі «Народження електрон-позитронної пари електронем» вивчено процес народження e^+e^- пари електронем (НПЕ) (trident process) поблизу порога в резонансних умовах. Проведено розрахунки імовірності процесу в резонансному випадку і аналіз впливу напрямку спіна початкового

електрона на процес. Використовуючи теорему Нікішова-Рітуса про еквівалентний вплив різних конфігурацій зовнішнього електромагнітного поля на імовірності процесів КЕД з ультрарелятивістськими частинками проведено розрахунок числа подій SLAC експерименту [1*].

Вирази для законів збереження енергії та поздовжнього імпульсу частинок мають вигляд:

$$\varepsilon_l = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_+, \quad p = p_1 + p_2 + p_+, \quad (27)$$

де вибором системи відліку можна покласти $p = 0$. Процес НПЕ поблизу порогу реакції відбувається, коли кінцеві електрони і позитрон знаходяться в основних енергетичних станах $l_1 = l_2 = l_+ = 0$. На порозі процесу кінцеві частинки можуть мати ненульові поздовжні імпульси, що відрізняє процес НПЕ від процесу ОНП. При цьому виконуються умови $\delta\varepsilon \leq hm$, $p_1 \sim p_2 \sim p_+ \leq \sqrt{hm}$, де $\delta\varepsilon = m_l - m_{l_1} - m_{l_2} - m_{l_+}$. Резонансна розбіжність в імовірності процесу усувається введенням малої уявної добавки до частоти фотона $\omega \rightarrow \omega - i\Delta/2$, де Δ - розкид за частотою проміжного фотона, викликаний кінцевими значеннями ширини енергетичних рівнів початкової і кінцевих частинок. Знайдено імовірність процесу НПЕ в одиницю часу поблизу порогу з кінцевими частинками в основних енергетичних станах зі спіном початкового електрона вздовж W^+ і W^- проти поля у вигляді:

$$W^+ = \frac{\sqrt{\pi}}{6\sqrt{3}} \cdot \frac{e^4 mh(2/h)^l e^{-4/h} \Gamma(l+1/2)}{l!^2 \Delta/m}, \quad W^- = \frac{2\sqrt{\pi}}{9\sqrt{3}} \cdot \frac{e^4 \delta\varepsilon h(2/h)^l e^{-4/h} \Gamma(l+1/2)}{l!^2 \Delta/m}, \quad (28)$$

де $\Gamma(l+1/2)$ - гама функція. Відношення цих імовірностей дорівнює $W^-/W^+ = 4\delta\varepsilon/3m$, тобто найбільш імовірним є процес НПЕ, коли початковий електрон знаходиться в інверсному спіновому стані ($\mu=+1$). При виборі порогової умови $\varepsilon_l = 3m$ (звідки слідує $hl=4$ і $l \gg 1$) імовірність НПЕ факторизується:

$$W = \sqrt{\delta\varepsilon/m} \cdot W_{e \rightarrow \gamma e} \cdot W_{\gamma \rightarrow ee^+} / (3\sqrt{6}\Delta), \quad (29)$$

де $W_{e \rightarrow \gamma e}$ - імовірність в одиницю часу процесу СВ, коли початковий електрон з високозбудженого рівня $l \gg 1$ переходить в основний енергетичний стан $l=0$, $W_{\gamma \rightarrow ee^+}$ - імовірність в одиницю часу процесу ОНП на основні енергетичні рівні кінцевого електрона і позитрона. Для $l=40$, $h=0.1$ оцінка ширини і імовірностей НПЕ дає:

$$\Delta = 4 \cdot 10^{17} c^{-1}, \quad W^+ = 1.2 \cdot 10^4 c^{-1}, \quad W^- = 0. \quad (30)$$

Побудована теорія народження e^+e^- пари електроном в магнітному полі використовується для пояснення SLAC експерименту [1*], в якому було зафіксовано близько 100 позитронів в 21962 подіях при зіткненнях пучка електронів з енергією 46.6 GeV з променем тераватного імпульсного лазера з довжиною хвилі $\lambda=527nm$, з використанням теореми Нікішова-Рітуса [2*], згідно з якою вигляд формул для імовірностей процесів КЕД в зовнішньому

електромагнітному полі, виражених через калібрувальні інваріанти, для випадку ультррелятивістських початкових частинок однакової для будь-якої конфігурації зовнішнього електромагнітного поля. Якщо ультррелятивістський електрон направлений назустріч до електромагнітної хвилі з напруженістю поля E_L , тоді в системі спокою електрона він буде відчувати дію поля з напруженістю $E_0 = 2\gamma E_L$, де γ - релятивістський гамма-фактор. З іншого боку, якщо електрон рухається перпендикулярно магнітному полю H_{eq} , напруженість електричного поля в системі спокою електрона дорівнює $E_{0eq} = \gamma H_{eq}$. Напруженість еквівалентного магнітного поля в лабораторній системі відліку дорівнює $H_{eq} = 2E_L$. Для переходу до випадку змінного поля електромагнітної хвилі імовірність процесу НПЕ в магнітному полі $W(H)$ усереднюється за періодом хвилі:

$$W_{eq}(E_L) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} W(H_{eq} \sin \varphi) d\varphi. \quad (31)$$

В якості ширини проміжного стану Δ використовується сума радіаційної ширини Δ_{rad} і величини $1/\Delta\tau_T$, де $\Delta\tau_T$ - час лазер-електронної взаємодії в пороговій системі відліку. Число народжених e^+e^- пар, що визначається виразом

$$N_{e^+e^-} = k \cdot N_{int} (1 - e^{-W_{eq}\Delta\tau_T}), \quad (32)$$

де k - число зіткнень в лазер-електронній взаємодії, N_{int} - число електронів в області взаємодії, для SLAC експерименту ($k=21962$, $N_{int}=3 \cdot 10^8$) дорівнює $N_{e^+e^-} = 80$. Одержаний результат задовільно узгоджується з експериментальними даними 106 ± 14 подій.

У восьмому розділі «Рух зарядженої частинки в замагніченому електронному газі з анізотропною температурою» методами квантової теорії поля вивчено процес руху важкої зарядженої частинки в електронному газі в сильному зовнішньому магнітному полі, зокрема для застосування в задачі електронного охолодження пучків важких заряджених частинок. Знайдено загальні вирази для втрат енергії зарядженої частинки при проходженні через електронний газ з урахуванням впливу, як зовнішнього магнітного поля, так і анізотропного розподілу електронів газу за швидкостями (анізотропної температури). Для врахування анізотропії температури електронного газу в якості відношення енергії електрона ε_{vp}^e (на рівні Ландау ν з поздовжнім імпульсом p) до температури T використовується вираз:

$$\varepsilon_{vp}^e / T = \omega_H (\nu + 1/2) / T_{\perp} + p^2 / 2mT_{\parallel}, \quad (33)$$

де ω_H - циклотронна частота, T_{\parallel}, T_{\perp} - поздовжня і поперечна до напрямку пучка температури електронного газу.

Прості аналітичні формули здобуто для діелектричної сприйнятливості електронного газу і для втрат енергії зарядженої частинки в низькотемпературному (лінійному по анізотропній температурі) наближенні в

слабкому і сильному зовнішніх магнітних полях. В слабкому магнітному полі, коли $b = \omega_H / \omega_p \ll 1$ (ω_p -плазмова частота), втрати енергії дорівнюють:

$$-dE / dt = q^2 \omega_p^2 \left[(1 + \tau_{\parallel} - \tau_{\perp}) \Lambda + (\tau_{\parallel} - b^2) / 2 \right] / V, \quad (34)$$

де q , V - заряд і швидкість важкої частинки, Λ - кулонівський логарифм, $\tau_{\parallel, \perp} = 3T_{\parallel, \perp} / mV^2$. Врахування поздовжньої температури електронного газу приводить до збільшення втрат енергії, а поперечної температури до їх зменшення. В сильному магнітному полі, коли $b = \omega_H / \omega_p \gg 1$, втрати енергії дорівнюють:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{q^2 \omega_p^2}{V} \left(\left(1 - \frac{4T_{\parallel} b^4}{3mV^2} - \frac{2T_{\perp} b^2}{3mV^2} \right) (\Lambda - \ln \sqrt{1 + b^2}) + \frac{2T_{\parallel} b^4}{3mV^2} + \frac{T_{\perp} b^2}{3mV^2} \right). \quad (35)$$

Для параметрів характерних для електронного охолодження

$$T_{\parallel} = 5 \cdot 10^{-4} eV, \quad T_{\perp} = 1 eV, \quad \omega_p = 3 \cdot 10^8 c^{-1}, \quad \omega_H = 3 \cdot 10^{10} c^{-1} \quad (36)$$

у виразі (35) доданки з поздовжньою компонентою температури в 10 разів перевищують поперечні. Головну роль в процесі втрат енергії відіграє поздовжня температура. Поперечний рух «вморожується» магнітним полем і не бере участі в процесі охолодження, а поздовжня температура електронного пучка на кілька порядків нижче поперечної. Це підтверджує ефект швидкого електронного охолодження.

З проведеного аналізу чисельно одержаної залежності сили тертя зарядженої частинки у електронному газі від її швидкості у випадку високої температури (коли швидкість частинки порядку середньоквадратичного розкиду за швидкостями електронів) і відсутності магнітного поля слідує: а) анізотропія температури електронного газу з параметрами характерними в задачі електронного охолодження зменшує швидкість руху важкої зарядженої частинки відповідну максимуму процесу охолодження на порядок і збільшує силу тертя в декілька раз. Таким чином, зменшення поздовжньої температури електронного пучка приводить до більш низьких швидкостей заряджених частинок, які можна досягти при електронному охолодженні; б) зменшення поперечної температури приводить до збільшення сили тертя, однак практично не змінює положення її максимуму сили тертя.

Визначено значення граничного зовнішнього магнітного поля $H = 1.7 \cdot 10^6 Gc$, вище за яке в електронному газі з плазмовою частотою $\omega_p = 3 \cdot 10^8 c^{-1}$ і температурою $T = 10^{-3} eV$ спостерігається режим повного квантового пригнічення поперечного руху, коли рухома в газі вздовж напрямку поля важка заряджена частинка не змінює поперечних полю квантових параметрів електронів газу.

У задачі розсіювання від'ємно і додатньо зарядженої частинки на електроні в гранично сильному магнітному полі в рамках класичної теорії знайдено солітоноподібні рішення. Їх наявність приводить до залежності переданої енергії від знака заряду.

Побудовано теорію руху від'ємно і додатньо заряджених частинок в електронному газі в рамках квантової теорії поля з урахуванням другого борнівського наближення, використовуючи при цьому трьохчастинкову функцію Гріна. Імовірність процесу руху зарядженої частинки в електронному газі з переданим хвильовим вектором \mathbf{k} дорівнює

$$W_{\mathbf{k}} = W_{1,\mathbf{k}} + W_{2,\mathbf{k}}, \quad (37)$$

$$W_{1,\mathbf{k}} = \frac{q^2 \pi \sqrt{\pi \beta} \omega_p^2 e^{-\delta^2(x-a)^2}}{4V^5 a^5}, \quad W_{2,\mathbf{k}} = \frac{-q^3 \sqrt{2\pi \beta} \omega_p^2 e^{-\delta^2(x-a)^2}}{8V^6 a^5} \operatorname{erfi}(\delta(x-a)),$$

де $\beta=1/T$, $a=k/2V$, $\delta = (\beta V / 2)^{1/2}$, $x = \cos \theta$ - косинус полярного кута вектора \mathbf{k} . Відношення $W_{1,\mathbf{k}} / W_{2,\mathbf{k}}$ пропорційно малому параметру $\alpha = qe / \hbar V$. Втрати енергії частинки

$$\frac{-d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} (\varepsilon_{\mathbf{p}_1} - \varepsilon_{\mathbf{p}_1-\mathbf{k}}) W_{\mathbf{k}}, \quad (38)$$

з імовірністю (37) мають вигляд:

$$\frac{-d\varepsilon}{dt} = \frac{q^2 \omega_p^2}{V} \Lambda \left(1 - \frac{eq}{\pi \hbar V} \sqrt{\frac{2T}{mV^2}} \frac{\Lambda_1}{\Lambda} \right). \quad (39)$$

З виразу (39) слідує, зокрема, що втрати енергії антипротона більші, ніж протона. Різниця у втратах енергії різнойменних заряджених частинок зростає з ростом температури.

ВИСНОВКИ

Основними результатами та висновками дисертаційної роботи є такі:

1. Вперше розроблено метод аналізу спін-поляризаційних ефектів (ефектів впливу поляризації початкових фотонів на напрямок спінів кінцевих частинок і навпаки) в процесах КЕД в сильному магнітному полі.
2. Показано, що в процесі СВ перевертот спіна електрона, тобто спін-фліп процес в основний спіновий стан, змінює лінійну поляризацію випромінювання з нормальною (площина поляризації перпендикулярна напрямку поля) на аномальну. Ступінь поляризації СВ в площині орбіти електронів в разі жорсткого ультрарелятивізму (коли енергії електронів $> 10 \text{ TeV}$ в магнітному полі 10^6 Гс) а) монотонно падає з ростом енергії електрона, якщо спочатку спіни електронів направлені проти поля, б) суттєво немонотонна (СВ змінює поляризацію від нормальної до аномальної і навпаки при збільшенні енергії електрона), якщо спіни спрямовані за полем.
3. Показано, в процесі ОНП зміна поляризації початкового фотона від нормальної лінійної до аномальної приводить до переходу від народження електронів і позитронів неполяризованих до народження частинок в повністю поляризованому стані за спінами електронів, спрямованими проти поля, а позитронів за полем.

4. Вперше побудована теорія КЕД процесів другого порядку (РФЕ, ДСВ, ДНП, ОНПВ, КНПАП, НПЕ) з поляризованими частинками і фотонами в ультраквантовому наближенні (з частинками на низьких рівнях Ландау в сильному меншому за Швінгерівське магнітному полі). Виявлено, що резонансний перебіг процесів має місце, якщо проміжна частинка виходить на фіксовані рівні Ландау, що відповідає циклотронним резонансам. Поляризація фотонів не впливає на резонансні умови.

5. Показано, що перерізи процесів в резонансі факторизуються і представляються у вигляді формули Брейта-Вігнера, де в якості ширини процесів виступає радіаційна ширина, в разі чистих спінових станів проміжних частинок. Виявлено змішані спінові стани проміжних частинок в двох випадках: а) в процесі ДСВ з переверотом спіна електрона, б) в процесі ДНП, коли частинки народжуються з однаково спрямованими спінами, при цьому спіні електрона (позитрона) спрямований по полю (проти поля). Передбачено наявність парних резонансів в процесі ОНПВ (візуалізація наявності двох фейнманівських діаграм процесу). В області між піками імовірність процесу залежить від різниці азимутальних кутів початкового і кінцевого фотонів.

6. Вперше запропоновано схему поляризатора пучка електронів, де напрямки спінів електронів змінюються в процесі РФЕ в магнітному полі пропорційно зміні поляризації електромагнітної хвилі. Лінійно поляризована електромагнітна хвиля міліметрового діапазону ($\lambda=2.5\text{мм}$) потужністю 10кВт в магнітному полі 40кГс повністю поляризує пучок електронів за час $\tau=10^{-10}\text{с}$ на ділянці з розміром 2мм .

7. Врахування поля циклотронних фотонів на процес формування e^+e^- плазми в магнітосфері рентгенівського пульсара показало домінуючу роль резонансів в полі $H=10^{12}\text{Гс}$ при характерній концентрації фотонів, що спростовує загальноприйнятту точку зору про домінуючу роль процесу ОРП у формуванні e^+e^- плазми. Показано, що врахування спінової заселеності електронів і позитронів в процесі генерації e^+e^- плазми магнітосфери пульсара приводить до змінення спектру СВ, збільшує низькочастотну частину спектру і зменшує високочастотну.

8. Показано, що фотони, що проходять область з магнітним полем, як без взаємодії, так і за участю в процесі КНПАП, складають два променя вакуумного подвійного променезаломлення (ВПП). Спочатку неполяризований промінь фотонів після проходження області з магнітним полем через резонансний ВПП придбає часткову аномальну лінійну поляризацію. У резонансних умовах в магнітному полі $H=10^{13}\text{Гс}$ фотони частотою 2т повністю поляризуються після проходження області розміром $L=1\text{мкм}$.

9. Число e^+e^- пар, народжених в SLAC експериментах з зіткнення пучка ультрарелятивістських електронів з лазерним променем, оцінено, використовуючи теорему Нікішова-Рітуса, згідно з якою для ультрарелятивістських початкових частинок вираження для імовірностей КЕД процесів в коваріантній формі однакові для будь-якої конфігурації зовнішнього

електромагнітного поля. Одержане значення 80 пар задовільно узгоджується з експериментальними результатами (106 ± 14 подій).

10. В рамках КТП побудована теорія руху зарядженої частинки в електронному газі з анізотропною температурою в магнітному полі.

10.1. Показано, що в наближенні великих швидкостей частинки з параметрами задачі, відповідними системі електронного охолодження накопичувального кільця антипротонів HESR проекту FAIR (поздовжня температура $T_{\parallel} = 5 \cdot 10^{-4} eV$, поперечна температура $T_{\perp} = 1 eV$, плазмова частота $\omega_p = 3 \cdot 10^8 c^{-1}$, циклотронна частота $\omega_H = 3 \cdot 10^{10} c^{-1}$) вплив поздовжньої температури в 10 разів перевершує вплив поперечної, що підтверджує наявність ефекту швидкого електронного охолодження.

10.2. У випадку, якщо швидкість частинки порядку середньоквадратичного розкиду за швидкостями електронів, у відсутності магнітного поля в електронному газі встановлено, анізотропія температури електронного газу з параметрами характерними в задачі електронного охолодження зменшує швидкість руху важкої зарядженої частинки відповідну максимуму процесу охолодження на порядок і збільшує силу тертя в декілька раз. В результаті, зменшення поздовжньої температури електронного пучка приводить до більш низьких швидкостей заряджених частинок, які можна досягти при електронному охолодженні.

10.3. Показано, що зовнішнє магнітне поле вище за $H = 1.7 \cdot 10^6 Gc$ в електронному газі з плазмовою частотою частотою $\omega_p = 3 \cdot 10^8 c^{-1}$ і температурою $T = 10^{-3} eV$ приводить до квантового ефекту: режиму повного пригнічення поперечного руху, коли протон, що рухається в електронному газі, не змінює поперечних полю квантових параметрів електронів газу.

10.4. Знайдений вираз для втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі з урахуванням другого борнівського наближення показує більші втрати для від'ємно заряджених частинок, ніж для додатньо заряджених, що узгоджується з експериментом. У наближенні великих швидкостей частинки друга борнівська поправка до втрат енергії є малою величиною, яка росте з ростом температури.

СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1*. Burke D.L., Berridge S.C., Bula C. et al. Positron production in multiphoton light-by light scattering. Physical Review Letters. 1997. V.79. №9. P.1626-1629.
- 2*. Никишов А.И., Ритус В.И. Квантовые процессы в поле плоской электромагнитной волны и в постоянном поле. ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 2. С. 776 – 796.; № 5. С. 1768 – 1781.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. **Kholodov R.I., Baturin P.V.** Polarization effect in synchrotron radiation in ultra-quantum approximation. УФЖ. 2001. Т.46. №5-6. С.621-626.

2. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Polarization effects in synchrotron radiation in strong magnetic field. *Prob.Atom.Sci.Tech.* 2001. №6(1). P.154-156.
3. Ворошило О.І., **Холодов Р.І.** Функція Гріна електрона в постійному однорідному магнітному полі і довільному полі плоскої хвилі. *УФЖ.* 2002. Т.47. №4. С.317-321.
4. Фомин П.И., **Холодов Р.И.** Резонансное двойное магнитотормозное излучение в сильном магнитном поле. *ЖЭТФ.* 2003. Т.123. №2. С.356-361; *JETP.* 2003. Vol.96. P.315-320.
5. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Photoproduction of the e^+e^- pair with photon emission kinematics in strong magnetic field. *Prob. Atom.Sci.Tech.* 2005. №6. P.43-45.
6. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Resonant photoproduction of e^+e^- pair with photon emission in strong magnetic field. *Prob. Atom.Sci.Tech.* 2007. №3. P.179-183.
7. Novak A.P., **Kholodov R.I.** Polarization Effects in the Photon-induced Process of Electron-Positron Pair Creation in a Magnetic Field. Studied in the Ultra-Quantum-Mechanical Approximation. *УФЖ.* 2008.Т53. №2. С187-195.
8. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Spin-polarization effects in the processes of synchrotron radiation and electron-positron pair production by a photon in a magnetic field. *Phys. Rev. D.* 2009. Vol.80. P.025025 (11pp.).
9. Новак О.П., **Холодов Р.И.** Фомин П.И.. Рождение электрон-позитронной пары электроном в магнитном поле вблизи порога процесса. *ЖЭТФ.* 2010. Т.137. №6. С.1120–1125.
10. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Electron-positron pair photo-production with radiation of a photon in magnetic field at nonresonant regime. *Prob.Atom.Sci.Tech.* 2012. №1. P.111-114.
11. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Threshold electron-positron pair production by a polarized electron in a strong magnetic field. *Prob.Atom.Sci.Tech.* 2012. №1. P.102-104.
12. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Electron-positron pair production by an electron in a magnetic field in the resonant case. *Phys. Rev. D.* 2012. Vol.86. P.105013 (6pp).
13. Vechirka V.P., Kravchenko S.M., Kul'ment'ev A.I., **Kholodov R.I.** Relaxation time of the particle beam with an anisotropic velocity distribution. *Journal of Nano- and Electronic Physics.* 2012. Vol.4. №3. P.03024 (3pp).
14. Дяченко М.М., Мирошніченко В.І., **Холодов Р.І.** Електрична сприйнятливість замагніченої електронної плазми з урахуванням анізотропії температури в рамках квантової теорії поля. *Доповіді Національної академії наук України.* 2012. № 10. С.70-76.
15. Khelemelya O.V., **Kholodov R.I.** Quantum field methods in the electron cooling. *Prob.Atom.Sci.Tech.* 2013. №3. P.53-57.
16. Хелемеля О.В., **Холодов Р.І.**, Мирошніченко В.І. Диелектрична модель енергетичних втрат важкої зарядженої частинки при русі в холодному замагніченому електронному газі. *УФЖ.* 2013. Т.58. №8. С.725-734.
17. Дяченко М.М., Новак О.П., **Холодов Р.І.** Порогове резонансне двофотонне народження e^-e^+ пари в сильному магнітному полі на найнижчі рівні Ландау. *УФЖ.* 2014. Т.59. №9. С.849-855.

18. Khelemelya O.V., **Kholodov R.I.** The influence of the anisotropic temperature of the electron gas on energy losses of a charged particle in a plasma. *Prob.Atom.Sci.Tech.* 2015. №1. P.69-72.
19. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Soliton-like solutions in scattering of electrons by an ion in magnetized plasma. *Physica Scripta.* 2015. Vol.90. P.045601(4pp).
20. Dyachenko M.M., Novak O.P., **Kholodov R.I.** Pair production in a magnetic field and radiation field in a pulsar magnetosphere. *Mod.Phys.Lett. A.* 2015. Vol.30. №25. P.1550111(10pp).
21. Dyachenko M.M., Novak O.P., **Kholodov R.I.** Resonant generation of an electron–positron pair by two photons to excited Landau levels. *ЖЭТФ.* 2015. Т.148. №5. С.931-936; *JETP.* 2015. Vol.121. №5. P.813 - 819.
22. Dyachenko M.M., Novak O.P., **Kholodov R.I.** A cascade of e^-e^+ pair production by a photon with subsequent annihilation to a single photon in a strong magnetic field. *Laser Phys.* 2016. Vol.26. №6, P.066001(6pp).
23. Khelemelya O.V., **Kholodov R.I.** Stopping power of an electron gas with anisotropic temperature. *Mod.Phys.Lett. A.* 2016. Vol.31. №13. P.1650081 (10pp).
24. Dyachenko M.M., **Kholodov R.I.** Energy losses of positive and negative charged particles in electron gas. *Mod.Phys.Lett. A.* 2017. Vol.32. №6. P.1750031 (9pp).
25. Khelemelya O.V., **Kholodov R.I.** The influence of the external magnetic field on energy losses of a charged particle in an electron gas. *Prob.Atom.Sci.Tech.* 2017. №1. P.68-71.
26. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Polarization effects in synchrotron radiation in strong magnetic field. The 1-st international conference Quantum Electrodynamics and Statistical Physics. QEDSP2001. October 30 -November 3. 2001: proceedings. Kharkiv. Ukraine. 2001. P.154-156.
27. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Resonance scattering of a photon by an electron and resonance radiation of two photons by an electron in the strong magnetic field. The 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Network Modeling. LFNМ'2004. September 6-9. 2004: proceedings. Kharkiv. Ukraine. 2004. P. 134-136.
28. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Resonant photoproduction of the electron-positron pair with photon emission in strong magnetic field. The 7-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Network Modeling. LFNМ'2005. September 15-17. 2005: proceedings. Yalta. Ukraine. 2005. P. 27-29.
29. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Resonant production of electron-positron pair by a photon with photon emission in strong magnetic field, International conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. NPAE'2006. Mai 29-June 3. 2006: abstract. Kyiv. Ukraine. 2006. P. 82-83.
30. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Polarization and spin effects in Compton scattering in magnetic field. The 11-th International conference Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. MMET2006. June 26-29. 2006: proceedings. Kharkiv. Ukraine. 2006. P.463-465.
31. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Resonant photoproduction of e^+e^- pair with photon emission in magnetic field. The 2-nd international conference Quantum

- Electrodynamics and Statistical Physics. QEDSP2006. September 19-23. 2006: abstract. Kharkiv. Ukraine. 2006. P.89.
32. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Photoproduction of electron-positron pair in strong magnetic field under heavy ion collision. The XVIII-th international Baldin seminar on high energy physics problems. Baldin ISHEPP XVIII. September 25-30. 2006: abstract. Dubna. RF. 2006. P.52.
 33. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Change of photon polarization in magnetic field. The 9-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Network Modeling. LFNМ'2008. October 2–4. 2008: proceedings. Alushta. Crimea. Ukraine. 2008. P. 17-19.
 34. Novak O. P., **Kholodov R. I.** Polarization and spin effects in processes of synchrotron radiation and pair creation in strong magnetic field. The 9-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Network Modeling. LFNМ'2008. October 2 – 4. 2008: proceedings. Alushta. Crimea. Ukraine. 2008. P. 11-13.
 35. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Nonresonant photoproduction of an electron-positron pair with radiation of a photon. The 10-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. LFNМ'2010. September 12–14. 2010: proceedings. Sevastopol. Crimea. Ukraine. 2010. P. 229–231.
 36. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Spin-polarization effects in QED-processes in a pulsar magnetosphere. The 10-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. LFNМ'2010. September 12–14. 2010: proceedings. Sevastopol. Crimea. Ukraine. 2010. P. 232–234.
 37. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Pair production by an electron to ground levels in a magnetic field. The 3-rd international conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. NPAE'2010. June 7–12. 2010: abstract. Kyiv. Ukraine. 2010. P. 52.
 38. Новак А.П., **Холодов Р.И.**, Фомин П.И. Образование электрон-позитронных пар электроном в магнитном поле вблизи порога процесса. IX-я конференция по физике высоких энергий. ядерной физике и ускорителям. 21-25 февраля. 2011: тезисы докладов. Харьков. 2011. С.77.
 39. Fomin P.I., **Kholodov R.I.** Electron-positron pair photoproduction with radiation of a photon in magnetic field at nonresonant regime. The 3-rd international conference Quantum Electrodynamics and Statistical Physics. QEDSP2011. August 29- September 2. 2011: abstract. Kharkiv. Ukraine. 2011. P.71-72.
 40. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Threshold electron-positron pair production by a polarized electron in a strong magnetic field. The 3-rd international conference Quantum Electrodynamics and Statistical Physics. QEDSP2011. August 29-September 2. 2011: abstract. Kharkiv. Ukraine. 2011. P.77-78.
 41. Novak O.P., **Kholodov R.I.** Soliton-like behavior of electrons in the electron cooling. The 12-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. LFNМ'2013. September 11–13. 2013: proceedings. Sudak. Crimea. Ukraine. 2013. P. 61–63.
 42. Новак О.П., **Холодов Р.И.** Моделювання явищ в магнітосфері методом particle in cell. Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики.

- СПЕТФ'2014. квітень 16-17. 2014: матеріали конференції. Суми. Україна. 2014. С.45-48.
43. Diachenko M.M., **Kholodov R.I.** Electron cooling of antiprotons with the second Born approximation. The 11-th Topical Workshop of the Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration. SPARC2014. October 13-17. 2014: abstract. Worms. Germany. 2014. P. 4.
 44. Diachenko M.M., Novak O.P., **Kholodov R.I.** Two photon electron-positron pair production in magnetic field of colliding nuclei. The 11-th Topical Workshop of the Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration. SPARC2014. October 13-17. 2014: abstract. Worms. Germany. 2014. P. 5.
 45. Khelemelia O.V., **Kholodov R.I.** The influence of the anisotropic temperature of the electron gas on energy losses of a charged particle in a plasmas. International conference-school on plasma physics and controlled fusion. ICPPCF-2014. September 15-18. 2014: abstract. Kharkiv. Ukraine. 2014. P.62.
 46. Novak O., Fomina A., **Kholodov R.** Modeling of electron reflection from the upper Jupiter magnetosphere. International conference-school on plasma physics and controlled fusion. ICPPCF 2014. September 15-18. 2014: abstract. Kharkiv. Ukraine. 2014. P.80.
 47. Хелемеля О.В., **Холодов Р.І.** Втрати важкої зарядженої частинки в плазмі з врахуванням температури електронного газу. Школа семінар «Багатомасштабне моделювання фізичних процесів у конденсованих середовищах». МЗPhysProc 2014. жовтень 21-22. 2014: абстракт. Суми. Україна. 2014. С.28.
 48. Хелемеля О.В., **Холодов Р.І.** Втрати зарядженої частинки в замагніченому електронному газі із врахуванням температури електронів. XXI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. січень 27-31. 2014: абстракт. Київ. Україна. 2014. С.157.
 49. Дяченко М.М., **Холодов Р.І.** Резонансне народження електрон-позитронної пари двома фотонами в сильному магнітному полі. Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики. СПЕТФ'2015. квітень 15-16. 2015: матеріали конференції. Суми. Україна. 2015. С. 25-27.
 50. Хелемеля О.В., **Холодов Р.І.** Вплив анізотропної температури електронів на гальмівну здатність у плазмі. XXII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. січень 26-30. 2015: абстракт. Київ. Україна. 2015. С.156-157.
 51. Дяченко М.М., **Холодов Р.І.** Резонансні ефекти при розповсюдженні фотонів в сильному магнітному полі. Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики. СПЕТФ2016. квітень 13-14. 2016: мат-ли конференції. Суми. Україна. 2016. С.77–78.
 52. Нікішкін І.І., **Холодов Р.І.** Моделювання електрон-антипротонного газу в електростатичному наближенні методом РІС. Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики. СПЕТФ'2016. квітень 13-14. 2016: матеріали конференції. Суми. Україна. 2016. С.96–97.

53. Новак О.П., **Холодов Р.І.** Матричні елементи іонізації в полі двох центрів. XIV-я конференція по фізиці високих енергій, ядерної фізики и ускорителям. 22-25 марта. 2016: тезиси докладов. Харьков. 2016. С.23.
54. Khelemelia O.V., **Kholodov R.I.** The influence of the external magnetic field on energy losses of a charged particle in an electron gas. International conference-school on plasma physics and controlled fusion. ICPPCF-2016. September 12-15. 2016: abstract. Kharkiv. Ukraine. 2016. P.74.
55. Дяченко М.М., **Холодов Р.І.** Каскадне народження електрон-позитронної пари фотоном та послідовна анігіляція в один фотон в сильному магнітному полі. Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики. СПЕТФ'2017. 12-13 квітня. 2017: матеріали конференції. Суми. Україна. С. 22 – 23.

АНОТАЦІЯ

Холодов Р.І. Резонансні і поляризаційні ефекти в процесах квантової електродинаміки в сильному магнітному полі. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. – Інститут теоретичної фізики імені О.І. Ахієзера ННЦ ХФТІ Національної академії наук України, Харків, 2018.

Дисертаційна робота присвячена теоретичному дослідженню елементарних процесів квантової електродинаміки (синхротронне випромінювання (СВ), однофотонне народження e^+e^- пари (ОНП), розсіяння фотона на електроні (РФЕ), двофотонне синхротронне випромінювання (ДСВ), двофотонне народження e^+e^- пари (ДНП), однофотонне народження e^+e^- пари з випромінюванням фотона (ОНПВ), народження e^+e^- пари електроном (НПЕ), каскадне народження e^+e^- пари фотоном з подальшою анігіляцією в один фотон (КНПАП)) в сильному магнітному полі з поляризованими частинками і фотонами. Розроблено метод аналізу спіно-поляризаційних ефектів (ефектів впливу поляризації початкових фотонів на напрямок спінів кінцевих частинок і навпаки вплив спінів початкових частинок на поляризацію кінцевих фотонів) в процесах КЕД в сильному магнітному полі. Показано, що в процесах з перевертанням спіна електрона (позитрона) в основний спіновий стан, тобто спіно-фліп процесах, змінюється лінійна поляризація випромінювання з нормальної (площина поляризації перпендикулярна напрямку поля) на аномальну. Виявлено, що резонансний перебіг процесів має місце, якщо проміжна частинка виходить на фіксовані рівні Ландау, що відповідає циклотронним резонансам. Поляризація фотонів не впливає на резонансні умови. В рамках КТП побудована теорія руху зарядженої частинки в електронному газі з анізотропною температурою в магнітному полі з урахуванням другого борнівського наближення.

Ключові слова: Квантова електродинаміка, сильне магнітне поле, поляризація, спіно-фліп, циклотронний резонанс, найнижчі рівні Ландау.

АННОТАЦИЯ

Холодов Р.И. Резонансные и поляризационные эффекты в процессах квантовой электродинамики в сильном магнитном поле. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. – Институт теоретической физики имени А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ Национальной академии наук Украины, Харьков, 2018.

Диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию элементарных процессов квантовой электродинамики (синхротронное излучение (СИ), однофотонное рождение e^+e^- пары (ОРП), рассеяние фотона на электроне (РФЭ), двухфотонное синхротронное излучение (ДСИ), двухфотонное рождение e^+e^- пары (ДРП), однофотонное рождение e^+e^- пары с испусканием фотона (ОРПИ), рождение e^+e^- пары электроном (РПЭ), каскадное рождение e^+e^- пары фотоном с последующей аннигиляцией в один фотон (КРПАП)) в сильном магнитном поле с поляризованными частицами и фотонами. Разработан метод анализа спин-поляризационных эффектов (эффектов влияния поляризации начальных фотонов на направление спинов конечных частиц и наоборот влияние спинов начальных частиц на поляризацию конечных фотонов) в процессах КЭД в сильном магнитном поле.

Показано, что в процессах с переворотом спина электрона (позитрона), т.е. спин-флип процессах, в основное спиновое состояние, изменяется линейная поляризация излучения с нормальной (плоскость поляризации перпендикулярна направлению поля) на аномальную. Показано, что степень поляризации СИ в плоскости орбиты электронов в случае жесткого ультрарелятивизма (когда энергии электронов $> 10Tэв$ в магнитном поле $> 10^6 Гс$) а) монотонно падает с ростом энергии электрона, если первоначально спины электронов направлены против поля, б) существенно немонотонна (СИ меняет поляризацию от нормальной к аномальной и обратно при увеличении энергии электрона), если спины направлены по полю. В процессе ОРП изменение поляризации начального фотона от нормальной линейной до аномальной приводит к переходу от рождения электронов и позитронов неполяризованных к рождению частиц в полностью поляризованном состоянии со спинами электронов, направленными против поля, а позитронов по полю.

Построена теория резонансных процессов КЭД второго порядка (РФЭ, ДСИ, ДРП, ОРПИ, КРПАП, РПЭ) с поляризованными частицами и фотонами в ультраквантовом приближении (с частицами на низких уровнях Ландау в сильном, но меньшем швингеровского магнитном поле). Показано, что резонансное протекание процессов имеет место, когда промежуточная частица выходит фиксированные уровни Ландау. Поляризация фотонов, участвующих в процессе, не влияет на резонансные условия. Учет квадратичных по полю слагаемых в вероятностях приводит к появлению парных резонансов, что связано с различием резонансных условий двух фейнмановских диаграмм. Показано, что сечения процессов в резонансе факторизуются и представляются

в виде формулы Брейта-Вигнера, где в качестве ширины процессов выступает радиационная ширина, в случае чистых спиновых состояний промежуточных частиц. Резонансные сечения на несколько порядков превышают нерезонансные.

Предложена схема поляризатора пучка электронов, где направления спинов электронов меняются в процессе РФЭ в магнитном поле пропорционально изменению поляризации электромагнитной волны. Линейно поляризованная электромагнитная волна миллиметрового диапазона ($\lambda=2.5\text{мм}$) мощностью 10 кВт в магнитном поле 40 кГс полностью поляризует пучок электронов за время $\tau=10^{-10}\text{ с}$ на участке размеров 2 мм .

Проведена оценка числа e^+e^- пар, рожденных в SLAC экспериментах по столкновению пучка ультрарелятивистских электронов с лазерным лучом, используя теорему Никишова-Ритуса, согласно которой для ультрарелятивистских начальных частиц выражения для вероятностей процессов КЕД в ковариантной форме одинаковы для любой конфигурации внешнего электромагнитного поля. Полученное значение 80 пар удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами (106 ± 14 событий).

В рамках КТП построена теория движения заряженной частицы в электронном газе с анизотропной температурой в магнитном поле. Выражение для потерь энергии заряженной частицы в электронном газе с учетом второго борновского приближения показывает большие потери для отрицательно заряженных частиц, чем для положительно заряженных, что согласуется с экспериментом.

Ключевые слова: Квантовая электродинамика, сильное магнитное поле, поляризация, спин-флип, циклотронный резонанс, нижайшие уровни Ландау.

ABSTRACT

Kholodov R.I. Resonance and polarization effects in quantum electrodynamics processes in a strong magnetic field. – Manuscript.

Thesis for the Degree of Doctor of Science in physics and mathematics, speciality 01.04.02 – Theoretical Physics. – Akhiezer Institute for theoretical physics NSC KIPT, NAS of Ukraine, Kharkiv, 2018.

The thesis is devoted to the theoretical research of the elementary processes of quantum electrodynamics (synchrotron radiation (SR), one-photon production of a e^+e^- pair (OPP), photon scattering by an electron (PhSE), double synchrotron radiation (DSR), two-photon production of a e^+e^- pair (TPP), one-photon production of the e^+e^- pair with the emission of a photon (OPPE), a production of a e^+e^- pair by an electron (PPE), a cascade production of a e^+e^- pair by a photon followed by annihilation into one photon (CPPA)) in a strong magnetic field with polarized particles and photons. The method of analyzing spin-polarization effects (influence of a polarization of the initial photons on a spin direction of the final particles and vice versa) is developed in QED processes in a strong magnetic field. It is shown that in spin-flip processes, a linear polarization of radiation changes from normal

polarization (a plane of polarization is perpendicular to the direction of the field) to the anomalous one. It is found that the resonance conditions of processes takes place if the intermediate particle goes to fixed Landau levels corresponding to cyclotron resonances. Polarization of photons does not affect the resonance conditions. The theory of movement of a charged particle in an electron gas with an anisotropic temperature in a magnetic field is constructed within QFT framework taking into account the second Born approximation.

Keywords: Quantum electrodynamics, strong magnetic field, polarization, spin-flip, cyclotron resonance, lowest Landau levels.