

Харківський національний університет радіоелектроніки

Міністерство освіти і науки України

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова

Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова праця

на правах рукопису

ДОРМІДОНТОВ АНАТОЛІЙ ВІКТОРОВИЧ

УДК. 537.86; 621.372

ДИСЕРТАЦІЯ

ВЗАЄМОДІЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК І ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ В ЦИЛІНДРИЧНИХ ТВЕРДОТІЛЬНИХ СТРУКТУРАХ

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело
_____ А. В. Дормідонтов

Науковий керівник: Прокопенко Юрій Володимирович,
доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Дормідонтов А. В. Взаємодія заряджених частинок і електромагнітних хвиль в циліндричних твердотільних структурах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 «Радіофізика». – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2019.

Дисертацію присвячено дослідженню процесів взаємодії заряджених частинок, що рухаються, та електромагнітних полів, що формуються в різних електродинамічних структурах циліндричної конфігурації. Мета дослідження полягає у встановленні фізичних явищ і закономірностей, які проявляються при реакціях полів заряджених частинок, що рухаються поблизу поверхонь циліндричних твердотільних структур, у тому числі плазмоподібних, або які містять плазмоподібне середовище. Окрема увага приділяється обґрунтуванню можливості збудження мод "шепочучої галереї" в циліндричному діелектричному резонаторі багатоструминним азимутально-періодичним потоком заряджених частинок.

Основні результати дисертації полягають у наступному.

Розв'язано задачу про втрати енергії в одиницю часу зарядженої частинки, що рухається по спіральній траєкторії у зовнішньому магнітному полі. Розглянуто кілька різних електродинамічних систем: рух частинок у вакуумі, рух частинок над бічною поверхнею діелектричного, ідеально-провідного, або напівпровідникового циліндрів, а також твердотільного циліндра з електронним 2D-шаром. Крім того, розглянуто рух зарядженої макрочастинки у вигляді кільця паралельно бічній поверхні твердотільних циліндрів.

Знайдено поля, що створюються частинкою і формуються власними хвилями циліндричних твердотільних структур. Отримано вирази для втрат

енергії рухомого заряду, за допомогою яких можна визначити втрати енергії в процесі обертального і поступального руху частинки або зарядженого кільця, що охоплює циліндр. Крім того, вони дозволяють визначити втрати енергії на збудження власних хвиль різних циліндричних твердотільних структур з електронним 2D-газом, а також напівпровідникових циліндрів. Отримано умови збудження власних поверхневих та об'ємно-поверхневих хвиль у діелектричному циліндрі. Показано, що присутність металевого циліндра призводить до зниження рівня втрат енергії через інтерференцію в точці знаходження частинки випромінюваної хвилі та хвилі, що відбивається від його поверхні.

Набула подальшого розвитку теорія втрат енергії зарядів на збудження власних хвиль у середовищах, що містять двовимірний електронний газ. Показано, що під час руху зарядженої частинки по спіральній траєкторії навколо напівпровідникового циліндра з 2D-газом в системі збуджуються власні хвилі електростатичного походження. Встановлено, що в діелектричному циліндрі ці хвилі збуджуються тільки за наявності 2D-газу і є поверхневими. Зазначено, що власні електростатичні хвилі 3D- та 3D+2D-плазмових циліндрів, що розташовані в повздовжньому однорідному магнітному полі, є об'ємно-поверхневими або поверхневими залежно від частотного діапазону. Власні хвилі плазмового 2D-шару є поверхневими. Показано, що за допомогою зміни величини зовнішнього магнітного поля можна здійснювати селекцію збуджуваних мод.

Виявлено ефект невзаємності збудження та поширення власних хвиль 3D+2D-плазмового (3D-плазмового) циліндра з ідентичними структурами розподілу полів, але які відрізняються напрямком поширення вздовж азимутальної координати.

Досліджено черенковські механізми збудження поверхневих хвиль у циліндричних структурах з 2D-газом. Вивчено втрати енергії швидкої зарядженої частинки, що рухається всередині каналу вздовж повздовжньої осі симетрії структури. Зазначено особливості втрат енергії зарядженого кільця, що

рухається та охоплює структуру, зокрема нанотрубку. Встановлено, що під час руху зарядженого кільця, що охоплює вказані структури, збуджуються тільки аксіально-симетричні поверхневі хвилі. При цьому втрати енергії рухомого заряду значно зростають в порівнянні з окремим електроном, що рухається всередині каналу. Виявлено особливості залежностей втрат енергії заряду під час його руху над структурою та всередині неї від радіуса 3D+2D-плазмового циліндра. Вони пов'язані з геометрією структури та обумовлені властивостями модифікованих функцій Бесселя та їх похідних за аргументом. Показано, що в процесі руху зарядженої частинки вздовж осі напівпровідникового циліндра з 2D-газом збуджуються об'ємні плазмони.

Запропоновано спосіб генерації ВВЧ-випромінювання в системі з азимутально-періодичним струмом релятивістського електронного пучка, що збуджує високочастотний циліндричний фторопластовий резонатор з TM_{3610} -, HE_{3611} - HE_{3612} -модами, діаметром 7,8 см і повздовжнім розміром 0,9 см в частотному діапазоні 35...42 ГГц. Здійснено селекцію несиметричних мод з азимутальним індексом $n = 36$. Реалізовано перетворення енергії моди "шепочучої галереї" ЦДР у випромінювання при збудженні її полем щілинного випромінювача, що розташований в торцевій стінці резонатора в максимумі однієї варіації поля. Аргументовано можливість застосування досліджуваної автоколивальної системи з прийнятними геометричними параметрами в субміліметровому діапазоні довжин хвиль.

Ключові слова: випромінювання Вавилова–Черенкова, магнітогальмівне випромінювання, магнітогальмівний резонанс, втрати енергії частинки на випромінювання, втрати енергії частинки на збудження хвиль, власні коливання і хвилі, плазмоподібні середовища, електродинамічна структура, двовимірний електронний газ, наноструктура, ефект Доплера, об'ємно-поверхневі хвилі, поверхневі хвилі, мікрохвильове випромінювання, електронний пучок, коливання «шепочучої галереї».

ABSTRACT

Dormidontov A. V. Interaction between charged particles and electromagnetic waves in the cylindrical solid-state structures. – The manuscript.

Thesis for the scientific degree of candidate of Physical and Mathematical Sciences by speciality 01.04.03 «Radiophysics». – A. Ya. Usikov Institute of Radiophysics and Electronics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, 2019.

The thesis is devoted to the study of the interaction processes between moving charged particles and electromagnetic fields, which are formed in various electrodynamic structures of cylindrical configuration. The research purpose is to establish physical phenomena and physical laws that occur when the field reactions of charged particles moving nearby surfaces of the cylindrical solid-state structures, including plasma-like or containing plasma-like medium. Special attention is attended to the substantiation of the possibility of exciting “whispering gallery” modes in a cylindrical dielectric resonator by a multi- stream azimuthally periodic flux of charged particles.

The main thesis results are as follows.

The problem of energy loss per unit time by a charged particle moving along a spiral trajectory in an external magnetic field has been solved. Several different electrodynamic systems have been considered: the particle motion in vacuum, the particle motion over the lateral surface of dielectric cylinder, and of ideally conducting cylinder, and of semiconductor cylinder, or of solid-state cylinder with an electronic 2D layer. In addition, the macro-particle motion as charged ring that move parallel to the lateral surface of solid-state cylinders has been considered.

The fields created by the particle and formed by the eigenwaves of cylindrical solid-state structures have been determined. Expressions for the energy loss by a moving charge have been obtained and it is shown that they are multi-purposes. They allow to determine the energy loss by both a rotational particle and a translational

motion particle, as well as by a charged ring that surrounds a cylinder. In addition, they allow to determine the excitation energy loss of eigenwaves of various cylindrical solid-state structures with 2D-gas, and of semiconductor cylinder. The conditions for the excitation of surface and bulk-surface eigenwaves of dielectric cylinder have been obtained. It is shown that the presence of a metal cylinder leads to a level reduction of energy loss due to interference between a radiation wave and reflected wave from its surface at the particle point.

The theory of energy loss of charges on the excitation of eigenwaves in media containing a two-dimensional electron gas obtained a further development. It is shown that the electrostatic eigenwaves are excited when a charged particle moves along a spiral trajectory around a semiconductor cylinder with a 2D electron gas on its lateral surface. It is established that in a dielectric cylinder these waves occur only in the presence of a 2D-gas. It is shown that the electrostatic eigenwaves of 3D and 3D+2D plasma cylinders located in a longitudinal uniform magnetic field are bulk-surface or surface depending on the frequency band. The eigenwaves of 2D plasma layer are surface. It is shown that the selection of the excited modes can carry out by changing the magnitude of external magnetic field.

The nonreciprocity effect for an excitation and a propagation of 3D+2D plasma (3D plasma) cylinder eigenwaves with identical field distribution, but with different propagation directions along the azimuthal coordinate has been found.

The Cherenkov excitation mechanisms of surface waves in cylindrical structures with 2D electron gas have been investigated. The energy loss by a fast charged particle moving inside the channel along the longitudinal symmetry axis of the structure has been studied. In addition, the features of the energy loss by a moving charged ring encompassing a structure, in particular a nanotube, are noted. It is established that when a charged ring moves along the indicated structure only axially symmetric surface waves are excited. In this case, the energy loss by a moving charge considerably increases in comparison with a single electron moving inside the channel. The features of the energy loss dependences of charge, which moves over the structure or inside it, on the radius of 3D+2D plasma cylinder are found. They are

related with the structure geometry and are determined by the properties of modified Bessel functions and their derivatives with respect to the argument. It is shown the plasmons are excited when a charged particle moves along the semiconductor cylinder axis.

Generation method of EHF radiation has been suggested in a system with an azimuthally-periodic current of relativistic electron beam that excites a high-quality cylindrical Teflon resonator with $TM_{36\ 1\ 0}$ -, $HE_{36\ 1\ 1}$ - $HE_{36\ 1\ 2}$ -modes, and with a diameter of 7.8 cm and a longitudinal size of 0.9 cm in the frequency range of 35...42 GHz. The selection of asymmetric modes with an azimuthal index $n = 36$ was carried out. The energy of the cylindrical dielectric resonator whispering gallery mode was converted into radiation when its field excites a slot radiator located in the resonator end plate in the maximum of one field variation. The possibility of using the studied auto-oscillatory system with acceptable geometrical parameters in the submillimeter wavelength range is argued.

Keywords: Cherenkov radiation, gyrosynchrotron radiation, gyrosynchrotron resonance, radiation loss, energy loss by a particle, eigenwaves, eigenmodes, plasma-like medium, electrodynamic structure, 2D electron gas, nanostructure, bulk-surface waves, surface waves, Doppler effect, microwave radiation, relativistic electron beam, whispering gallery modes.

Список публікацій за темою дисертації:

1. Дормидонтов А. В. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с модами "шепчущей галереи" / А. В. Дормидонтов, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Лонин, А. Г. Пономарев, Ю. В. Прокопенко, Г. В. Сотников, В. Т. Уваров // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38, Вып. 2. – С. 65-73. [Dormidontov A. V. Auto-Oscillatory System Based on Dielectric Resonator with Whispering-Gallery Modes / A. V. Dormidontov, A. Ya. Kirichenko, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko, G. V. Sotnikov, V. T. Uvarov and Yu. F. Filippov // Technical Physics Letters, Vol. 38, No. 1, 2012. P. 85-88.]
2. Дормидонтов А. В. Влияние температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптического цилиндрического диэлектрического резонатора / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39, Вып. 8. – С. 71-79. [Dormidontov A. V. The Effect of Ambient Temperature on Eigenfrequencies of a Quasi-Optical Cylindrical Dielectric Resonator / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // Technical Physics Letters, Vol. 39, No. 4, 2013. P. 393-396.]
3. Дормидонтов А. В. Влияние индекса рефракции и температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптических цилиндрических диэлектрических резонаторов / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // Изв. вузов Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 6. – С. 428-442. [Dormidontov A. V. Influence of the Refractivity and Temperature of the Ambient Medium on the Eigenfrequencies of Quasioptical Cylindrical Dielectric Resonators / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 56, Issue 6, 2013. P. 385-397.]
4. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы, движущейся по спиральной траектории / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 1. – С. 29-41. [Dormidontov A. V. Energy Loss of a Charged

- Particle Moving Along the Helical Path / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 73, Issue 13. 2014. P. 1165-1189.]
5. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение собственных волн в цилиндрических структурах с двумерным электронным газом / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 4. – С. 63-72. [Dormidontov A. V. Energy loss of charged particles on the eigenmode excitation in cylindrical structures with two-dimensional electron gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 75, Issue 6. 2016. P. 507-525.]
 6. Дормидонтов А. В. Потери энергии быстрых зарядов в структурах с двумерным электронным газом / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // ЖТФ. – 2015. – Т. 85, Вып. 7. – С. 125-132. [Dormidontov A. V. Fast Charge Energy Losses in Structures with a 2D Electron Gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Technical Physics, Vol. 60, No. 7, 2015. P. 1069-1076.]
 7. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение волн в полупроводниковом цилиндре с двумерным электронным газом на боковой поверхности / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 4. – С. 24-30. [Dormidontov A. V. Charged particle energy loss on the wave excitation in the semiconductor cylinder with two-dimensional electron gas on the side surface / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, V. M. Yakovenko // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 75, Issue 3. 2016. P. 201-213.]
 8. Дормидонтов А. В. Вынужденные колебания в диэлектрическом шаре при возбуждении кольцевым модулированным током / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // Матер. 19-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2009 (г. Севастополь). – 2009. – Т. 2. – С. 525-526.

9. Dormidontov A. V. Excitation of spherical dielectric resonator by ring periodical current / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, Yu. F. Filipov // Proc. of the 7-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2010 (Kharkov, Ukraine). – 2010. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)
10. Дормидонтов А. В. Спектр диэлектрического шарового резонатора, возбуждаемого азимутально-периодическим электрическим током / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // Матер. 20-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2010 (г. Севастополь). – 2010. – Т. 2. – С. 673-674.
11. Дормидонтов А. В. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с модами "шепчущей галереи" / А. В. Дормидонтов, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Лонин и др. // Матер. 21-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2011 (г. Севастополь). – 2011. – Т. 1. – С. 277-278.
12. Дормидонтов А. В. Квазиоптический цилиндрический резонатор как датчик рефрактометра / А. В. Дормидонтов, Е. В. Кривенко, Ю. В. Прокопенко // Матер. 22-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2012 (г. Севастополь). – 2012. – Т. 2. – С. 847-848.
13. Dormidontov A. V. Sensor for two-resonator refractometer / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // Proc. of the 8-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2013 (Kharkov, Ukraine). – 2013. – P. 543-545. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)
14. Дормидонтов А. В. Сенсор двухрезонаторного рефрактометра / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // Матер. 23-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2013 (г. Севастополь). – 2013. – Т. 2. – С. 976-977.
15. Dormidontov A. V. Application of the Quasi-Optical Dielectric Resonator in the Resonant Auto-Oscillatory System / A. V. Dormidontov, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko // Proc. of the 12-th Int. Conf. TCSET*2014 (Lviv-Slavske, Ukraine). – 2014. – P. 176.
16. Dormidontov A. V. Energy losses analysis of charged particle moving in

- inhomogeneous medium / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proc. of the 20-th Int. Conf. MIKON*2014 (Gdansk, Poland). – 2014. – Vol. 2. – P. 719-722.
17. Дормидонтов А. В. Собственные частоты цилиндрических структур с плазменным слоем / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Матер. 24-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2014 (г. Севастополь). – 2014. – Т. 2. – С. 633-634.
 18. Dormidontov A. V. The Energy Loss of High-Velocity Charges in the Structures with Two-Dimensional Electron Gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proceedings of the 15-th Inter. Conf. MMET*2014 (Dnipropetrovsk, Ukraine). – 2014. – P. 209-212.
 19. Dormidontov A. V. Study of energy loss of charged particle on eigen modes in the cylindrical structure with thin plasma layer on its lateral surface / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proceedings of the 14-th YSC*2014 (Kharkov, Ukraine). – 2014. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)
 20. Dormidontov A. V. Excitation of Waves in a Semiconductor Cylinder with 2D-Gas on the Side Surface by a Charged Particle moving along the Spiral Path around the Cylinder / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, V. M. Yakovenko // Proc. of the 9-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2016 (Kharkov, Ukraine). – 2016. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ.....	15
ВСТУП.....	24
РОЗДІЛ 1	
ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ВИПРОМІНЮВАНЬ В СИСТЕМАХ, ЯКІ МІСТЯТЬ РУХОМУ ЗАРЯДЖЕНУ ЧАСТИНКУ АБО ПОТІК ЕЛЕКТРОНІВ (огляд літератури).....	31
РОЗДІЛ 2	
ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ, ЩО РУХАЄТЬСЯ ПО СПІРАЛЬНОЙ ТРАЄКТОРІЇ НАВКОЛО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО АБО МЕТАЛЕВОГО ЦИЛІНДРА.....	40
2.1 Втрати енергії зарядженої частинки, що рухається по спіральній траєкторії в повздовжньому магнітному полі навколо діелектричного циліндра.....	41
2.1.1 Вихідні рівняння, виведення основних формул.....	45
2.1.2 Поля частинки.....	49
2.1.3 Поля випромінювання.....	51
2.2 Втрати енергії частинки на збудження хвиль в безмежному середовищі.....	54
2.3 Втрати енергії частинки, що рухається у вакуумі по спіральній траєкторії над ідеально-провідним циліндром.....	63
2.4 Втрати енергії частинки на збудження власних хвиль діелектричного циліндра під час руху у вакуумі по спіральній траєкторії.....	68
2.5 Втрати енергії частинки (макрочастинки) на збудження симетричних мод діелектричного циліндра.....	70
2.6 Висновки до розділу 2.....	72

РОЗДІЛ 3

МЕХАНІЗМИ ЗБУДЖЕННЯ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ В ЦИЛІНДРИЧНИХ ТВЕРДОТІЛЬНИХ СТРУКТУРАХ З ДВОВИМІРНИМ ЕЛЕКТРОННИМ ГАЗОМ (ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ).....	75
3.1 Власні плазмові хвилі циліндричних твердотілих структур з двовимірним електронним газом.....	76
3.2 Дисперсійні залежності власних хвиль циліндричних твердотілих структур.....	78
3.3 Резонансна взаємодія рухомої зарядженої частинки з власними хвилями циліндричних твердотілих структур.....	87
3.4 Втрати енергії зарядженої частинки на збудження власних хвиль циліндричних твердотілих структур з двовимірним електронним газом.....	89
3.5 Висновки до розділу 3.....	94

РОЗДІЛ 4

ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ В ЦИЛІНДРИЧНИХ СТРУКТУРАХ З ДВОВИМІРНИМ ЕЛЕКТРОННИМ ГАЗОМ (ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ).....	96
4.1 Втрати енергії зарядженої частинки під час руху вздовж циліндричних твердотілих структур з 2D-газом.....	96
4.2 Втрати енергії зарядженого кільця під час руху вздовж циліндричних твердотілих структур з 2D-газом.....	98
4.3 Втрати енергії зарядженої частинки під час руху всередині каналу вздовж циліндричних твердотілих структур з 2D-газом.....	100
4.4 Висновки до розділу 4.....	104

РОЗДІЛ 5

ЗБУДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ «ШЕПОЧУЧОЇ ГАЛЕРЕЇ» В ЦИЛІНДРИЧНОМУ РЕЗОНАТОРІ АЗИМУТАЛЬНО-ПЕРІОДИЧНИМ ПОТОКОМ ЕЛЕКТРОНІВ.....	105
---	-----

5.1	Власні параметри циліндричного діелектричного резонатора з робочими модами в діапазоні 34...43 ГГц.....	106
5.2	Ідеологія автоколивальної системи на основі ЦДР.....	111
5.3	Короткий опис експериментальної установки.....	112
5.4	Результати експериментальних досліджень.....	114
5.5	Висновки до розділу 5.....	116
	ВИСНОВКИ.....	117
	СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	119
	ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	131

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

2D	Двовимірна розмірність структури
3D	Тривимірна розмірність структури
ЕН, НЕ	Типи гібридних хвиль
ГДВ	Генератор дифракційного випромінювання
ГІН	Генератор імпульсної напруги (Маркса)
ВВЧ	Вкрай високі частоти
ЛБХ	Лампа біжучої хвилі
ЛЗХ	Лампа зворотної хвилі
МЦР	Мазери на циклотронному резонансі
НВЧ	Надвисокі частоти
РЕП	Релятивістський електронний пучок
СЗіК	Система запуску і керування
СФЗМП	Система формування зовнішнього магнітного поля
ЦДР	Циліндричний діелектричний резонатор
<i>к.с.</i>	Комплексно-спряжений вираз
"*"	Комплексно-спряжена величина
A, A_1	Сталі в компонентах поля
a	Товщина шару електронного 2D-газу
B, B_1	Сталі в компонентах поля
$\vec{B}_\nu$	Вектор індукції магнітного поля в ν -ому середовищі, $\vec{B}_\nu = \mu_\nu \vec{H}_\nu$
C_1, C_2	Сталі в компонентах поля
c	Швидкість світла
$\vec{D}$	Вектор індукції електричного поля
$\vec{D}_\nu$	Вектор індукції електричного поля в ν -ому середовищі
d	Діаметр кругового перерізу струменя РЕП

$\frac{dW}{dt}$	Втрати енергії частинки в одиницю часу
$\frac{dW_{0s}^{(1)}}{dt}$	Втрати енергії частинки в одиницю часу на збудження плазмонів у 3D-плазмовому циліндрі з кінцевим радіусом
$\frac{dW_{0s}^{(2)}}{dt}$	Втрати енергії частинки в одиницю часу на збудження власних симетричних хвиль в 3D+2D-плазмовому, або діелектричному циліндрі, або плазмовому циліндричному 2D-шарі з кінцевим радіусом
$\frac{dW_p}{dt}$	Потужність втрат енергії зарядженої частинки в одиницю часу на збудження власних мод з азимутальними індексами p , де $p \equiv ns$ (n – азимутальний індекс, s – радіальний індекс)
$\frac{dW_v}{dt}$	Втрати енергії частинки в одиницю часу на збудження хвиль в безмежному середовищі
$\frac{dW_\Sigma}{dt}$	Втрати енергії частинки в одиницю часу на збудження хвиль в діелектричному циліндрі, власних симетричних хвиль в 3D+2D-плазмовому, або діелектричному циліндрі, або плазмовому циліндричному 2D-шарі з кінцевим радіусом,
	$\frac{dW_\Sigma}{dt} = \sum_n \sum_s \frac{dW_p}{dt}$, де $p \equiv ns$
$\vec{E}$	Вектор напруженості електричного поля, що створюється рухомою частинкою
$(\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{E}(\rho, t), \vec{E}_n(\rho, \omega, q_z))$	
$\vec{E}_v$	Вектор напруженості електричного поля в v -ому середовищі
$E_{zn}(\rho)$	Аксіальна компонента електричного поля випромінювання
(E_{zn}, E_z)	
E_{zv}	Аксіальна компонента магнітного поля в v -ому середовищі
$E_{zn}^e(\rho_0, q_z, \omega)$	Аксіальна компонента електричного поля частинки
$E_{zn}^e(\rho)$	

$E_{\varphi n}^e(\rho)$	Азимутальна компонента електричного поля частинки
F_1, F_2	Сталі в компонентах поля
e	Заряд електрона
e_h	Заряд кільця
$\vec{e}_z$	Орт координатної осі Z
$\vec{H} \quad (\vec{H}(\vec{r}, t),$ $\vec{H}(\rho, t),$ $\vec{H}_n(\rho, \omega, q_z))$	Вектор напруженості магнітного поля, що створюється рухомою частинкою
$\vec{H}_\nu$	Вектор напруженості магнітного поля в ν -ому середовищі
$H_{zn}(\rho) \quad (H_{zn},$ $H_z)$	Аксіальна компонента магнітного поля випромінювання
$H_{z\nu}$	Аксіальна компонента магнітного поля в ν -ому середовищі
$H_{zn}^e(\rho_0, q_z, \omega),$ $H_{zn}^e(\rho)$	Аксіальна компонента магнітного поля частинки
$H_{\varphi n}^e(\rho)$	Азимутальна компонента магнітного поля частинки
$H_n(u)$	Циліндрична функція Ханкеля n -го порядку
$H_n^{(1)}(u)$	Циліндрична функція Ханкеля першого роду n -го порядку
$H_n^{(2)}(u)$	Циліндрична функція Ханкеля другого роду n -го порядку
$\vec{H}_0$	Вектор напруженості зовнішнього постійного магнітного поля (вектор магнітної індукції, оскільки магнітна проникність в усіх середовищах електродинамічної системи дорівнює одиниці)
H_0	Величина вектора напруженості зовнішнього магнітного поля
InSb	Антимонід індію
i	$i^2 = -1$
$I_n(u)$	Модифікована циліндрична функція Бесселя першого роду n -

	го порядку (функція Інфеляда)
$J_n(u)$	Циліндрична функція Бесселя першого роду n -го порядку
$\vec{j}$	Вектор густини електричного струму, що створюється зарядженою частинкою
j_ρ, j_φ, j_z	Складові вектора густини електричного струму
$K_n(u)$	Модифікована циліндрична функція Бесселя другого роду n -го порядку (функція Макдональда)
k	Поперечне хвильове число, $k^2 = -q^2 = q_z^2 - \varepsilon\omega^2/c^2$, або поперечне і повздовжнє хвильове число $k = q_z $ (в електростатичному наближенні)
k_p	Поперечне хвильове число p -ої моди (на частоті власної хвилі циліндра ω_p): $k_p = q_{zp} $ – в умовах магнітогальмівних резонансів (ефект Доплера); $k_{n1} = \omega_{n1} / v_z$ – в умовах черенковських резонансів; $k_{01} = \omega_{01} / v_z$ – в умовах черенковських резонансів (рух зарядженого кільця, 0-я (симетрична) мода на частоті ω_{01})
$k_{L\varepsilon}$	Хвильове число на частоті $\omega_{L\varepsilon}$ збудження плазмонів в 3D+2D-плазмовому циліндрі з кінцевим радіусом, $k_{L\varepsilon} = \omega_{L\varepsilon} / v_z$
k_z	Повздовжнє (аксіальне) хвильове число (у випадку ЦДР $k_z = l\pi / L$)
L	Повздовжній розмір ЦДР
l	Аксіальний модовий індекс
m_0	Маса електрона
m_e	Ефективна маса електронів провідності, $m_e = 0,014 \cdot m_0$
N_0	Концентрація електронів провідності всередині

	напівпровідникового (3D-плазмового) циліндра
N_{0S}	Поверхнева густина електронів в шарі 2D-газу, $N_{0S} = N_0 a$
$N_n(q\rho)$	Циліндрична функція Бесселя n -го порядку другого роду (функція Неймана)
$N(\vec{r}, t)$	Збурена густина електронів в точці з радіус-вектором $\vec{r}$ в момент часу t .
n	Азимутальний модовий індекс (номер просторової гармоніки циклотронної частоти, порядок циліндричних функцій, половина кількості варіацій поля за азимутальною координатою)
p	Модовий індекс; сукупність двох модових індексів ns в діелектричному циліндрі ($p \equiv ns$) або трьох модових індексів ns_l в ЦДР ($p \equiv ns_l$)
$Q(\vec{r}, t)$	Густина заряду, що створюється рухомою частинкою
q	Поперечне хвильове число, $q^2 = \varepsilon \omega^2 / c^2 - q_z^2$
$\vec{q}$	Хвильовий вектор
q_0	Поперечне хвильове число у вакуумі, $q_0 = \frac{\omega}{v_z} \sqrt{\beta^2 - \left(1 - n \frac{ \omega_H }{\omega}\right)^2}$
q_1	Поперечне хвильове число всередині циліндра, $q_1^2 = \varepsilon_1 \omega^2 / c^2 - q_z^2$
q_{1p}	Поперечне хвильове число p -ої моди всередині циліндра (на частоті власної хвилі циліндра ω_p)
q_p	Хвильове число p -ої моди всередині ЦДР (на частоті власної хвилі циліндра ω_p), $q_p = \sqrt{\varepsilon_v \mu_v} \frac{\omega_p}{c}$, $q_p^2 = q_v^2 + q_z^2$;

ν	$\nu = \begin{cases} 1, \rho \leq \rho_1 \\ 2, \rho > \rho_1 \end{cases}$
q_z	Повздожнє (аксіальне) хвильове число, $q_z = (\omega - n \omega_H)/v_z$ (у випадку ЦДР $q_z = l\pi/L$)
q_{zp}	Повздожнє (аксіальне) хвильове число p -ої моди (на частоті власної хвилі циліндра ω_p)
$\vec{r}$	Радіус-вектор
s	Радіальний модовий індекс
t	Час
$\text{tg}\delta_\nu$	Тангенс кута діелектричних утрат в ν -ому середовищі ЦДР
v	Швидкість руху частинки, $v = \sqrt{v_z^2 + v_\varphi^2}$
$\vec{v}$	Вектор швидкості руху частинки
v_z	Поступальна швидкість електрона вздовж координатної осі Z
v_φ	Швидкість обертального руху частинки (в площині поперечного перерізу циліндра (XY))
W	Втрати енергії частинки на випромінювання
w	Спектральна густина потужності втрат електрона (підінтегральний вираз) на випромінювання, $\frac{dW}{dt} = \int w d\omega$
w_ν	Спектральна густина потужності втрат електрона на випромінювання в безмежному середовищі, $\frac{dW_\nu}{dt} = \int w_\nu d\omega$
w_ν^j	Густина електромагнітної енергії поля в резонаторі з власним колюванням j типу в ν -ому середовищі (під j маємо на увазі Н або Е), $w_\nu^j = \frac{1}{16\pi} (\vec{E}_\nu \vec{D}_\nu^* + \vec{H}_\nu \vec{B}_\nu^*) + \text{к.с.}$
X, Y, Z	Координатні осі в декартовій системі координат
XY	Площина поперечного перерізу циліндра

z	Повздовжня координата в циліндричній системі координат
β	Співвідношення v_z / c
Δ_{1n}, Δ_{2n}	Допоміжні визначники системи рівнянь, утвореної для задоволення граничних умов на поверхні циліндричної структури
Δ_n	Головний визначник системи рівнянь, утвореної для задоволення граничних умов на поверхні циліндричної структури
Δ_0^E	Визначник системи рівнянь граничних умов для власних симетричних мод Е типу в діелектричному циліндрі
Δ_0^H	Визначник системи рівнянь граничних умов для власних симетричних мод Н типу в діелектричному циліндрі
$\Delta\omega$	Смуга частот
$\delta(u)$	Дельта-функція Дірака
δ_{ij}	Символ Кронекера, $\delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$
ε_0	Діелектрична стала кристалічних ґрат напівпровідникового (3D-плазмового) циліндра
$\varepsilon_{ij}(\omega)$	Компоненти тензора діелектричної проникності середовища (індекси i та j відповідають одному з напрямів вздовж осей координат ρ, φ і z):

$$\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_L^2 / (\omega^2 - \omega_e^2),$$

$$\varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) = -\varepsilon_{\varphi\rho}(\omega) = -i\omega_L^2\omega_e / \omega(\omega^2 - \omega_e^2),$$

$$\varepsilon_{\rho z}(\omega) = \varepsilon_{\varphi z}(\omega) = \varepsilon_{z\rho}(\omega) = \varepsilon_{z\varphi}(\omega) = 0,$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_L^2 / \omega^2.$$

У випадку ізотропного діелектричного циліндра компоненти тензора проникності $\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon_0 \delta_{ij}$

ε_ν	Діелектрична проникність, $\varepsilon_\nu = \varepsilon'_\nu (1 + itg\delta_\nu)$, де індекс $\nu = \begin{cases} 1, \rho \leq \rho_1 \\ 2, \rho > \rho_1 \end{cases}$. Для навколишнього середовища $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 = 1$
$\varepsilon_{ }$	Діелектрична проникність середовища в паралельному напрямі до оптичної осі кристала (анізотропного діелектрика), $\varepsilon_{ } = \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega)$
$\varepsilon_{\perp}$	Діелектрична проникність середовища в перпендикулярному напрямі до оптичної осі кристала (анізотропного діелектрика), $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz}(\omega)$
κ	Поперечне (радіальне) хвильове число всередині напівпровідникового циліндра, $\kappa^2 = q_z^2 \varepsilon_{zz}(\omega) / \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) < 0$
μ_ν	Магнітна проникність, $\mu_\nu = \mu'_\nu + i\mu''_\nu$, індекс $\nu = \begin{cases} 1, \rho \leq \rho_1 \\ 2, \rho > \rho_1 \end{cases}$. В роботі в усіх дослідженнях прийнято $\mu_1 = \mu'_1 = 1$, $\mu_2 = \mu'_2 = 1$
π	Число, дорівнює $\approx 3,14159265$
ρ	Радіальна координата в циліндричній системі координат
ρ_0	Радіус гвинтової лінії (обертання частинки), по якій рухається електрон (ларморівський радіус)
ρ_1	Радіус твердотілого циліндра
ρ_b	Радіус трубчатого РЕП
φ	Азимутальна координата в циліндричній системі координат
ω_{0L}	Плазмова (ленгмюрівська) частота 2D-електронного газу, $\omega_{0L} = \sqrt{4\pi e^2 N_{0S} / m_e \rho_1}$
ω	Циклічна частота
ω_e	Циклотрона частота електронів провідності, $\omega_e = e H_0 / m_e c$
ω_H	Циклотронна частота частинки, $\omega_H = (eH_0 / m_0 c) \sqrt{1 - v^2 / c^2}$,

	або $\omega_H = e H_0 / m_0 c$ (без урахування релятивізму)
ω_L	Плазмова (ленгмюрівська) частота електронів провідності, $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N / m_e}$
$\omega_{L\varepsilon}$	Частота збудження плазмонів у плазмоподібному середовищі, $\omega_{L\varepsilon} = \omega_L / \sqrt{\varepsilon_0}$
ω_p	Частота збуджуваної власної моди структури (частота (а, б) магнітогальмівного резонансу, (в) циклотронного резонансу, (г) черенковського резонансу): а) $\omega_p = q_{zp} v_z + n\omega_H$ – у випадку нормального ефекту Доплера; б) $\omega_p = q_{zp} v_z - n\omega_H$ – у випадку аномального ефекту Доплера; в) $\omega_p = n\omega_H$; г) $\omega_p \equiv \omega_{n1}$. У випадку ЦДР $\omega_p = \omega'_p - i\omega''_p$
ω'_p, ω''_p	Дійсна та уявна частини частоти власної p -ої моди резонатора

ВСТУП

Актуальність теми

Однією з актуальних проблем сучасної радіофізики та електроніки є дослідження механізмів генерації електромагнітних хвиль під час руху заряджених частинок в різних електродинамічних системах. Для створення джерел електромагнітного випромінювання міліметрового і субміліметрового діапазонів великий інтерес представляють пучкові нестійкості, що виникають в електродинамічних системах різноманітного роду. Особлива увага приділяється багатохвильовим черенковським генераторам поверхневих хвиль [1, 2] і системам на основі діелектричних структур [3–9]. При цьому до числа принципово важливих характеристик можливого процесу генерування відносяться втрати енергії однієї частинки в одиницю часу на збудження в системах власних хвиль та/або коливань [10–25].

Також актуальною проблемою є дослідження фундаментальних властивостей твердотільних структур, які містять нанорозмірні фрагменти. Прогрес в технології виготовлення малорозмірних структур стимулює дослідження їх електромагнітних властивостей і механізмів збудження їх власних коливань (хвиль). В структурах, які містять шар двовимірного електронного газу (2D-газ), існують власні плазмові хвилі, що характеризуються малими фазовими швидкостями [14–19, 21, 25–28]. Такий шар може бути створено шляхом нанесення тонкої провідної плівки на поверхню напівпровідника. Він також може бути утворений, наприклад, періодичною нерівною поверхнею напівпровідникового циліндра вздовж його твірної [29, 30] або в результаті електризації поверхні діелектричного циліндра під впливом статичного електричного поля потоку заряджених частинок. Його наявність створює умови для існування електростатичних хвиль в системі [14–19, 21, 25, 26, 31]. Основна первинна інформація про властивості електродинамічних систем міститься в розв'язках їх дисперсійних рівнянь. Знання дисперсійних залежностей, в свою чергу, дозволяють визначити умови

нестійкостей систем, що виникають при взаємодії рухомих потоків заряджених частинок і полів власних коливань (хвиль) електродинамічних структур (середовищ) [31–40].

Серед розробників електронно-вакуумної техніки намітилася тенденція освоєння міліметрового і субміліметрового діапазонів довжин хвиль. Використання традиційних підходів до проектування і побудови електронних пристроїв зазнає великих труднощів, що обумовлені малими геометричними розмірами основних елементів, які генерують та стабілізують електромагнітні коливання. Вирішення даної проблеми приводить до використання надрозмірних (по відношенню до довжини хвилі) електродинамічних структур, що працюють в багатомодовому режимі. Генерування електромагнітних коливань зі стабільною частотою тісно пов'язано зі збудженням і селекцією робочої моди високого порядку в таких структурах.

Можливість збудження слабозгасаючих коливань в діелектричних резонаторах з циліндричними поверхнями на модах високого порядку – модах «шепочучої галереї» [3–9, 41] – обумовлює їх застосування в пристроях вакуумної електроніки короткохвильового діапазону міліметрових і субміліметрових довжин хвиль. При цьому долаються зазначені вище труднощі конструктивного характеру. Однак рівень потужності випромінювання джерел традиційної побудови з переходом до субміліметрових довжин хвиль різко знижується [42, 43]. Отже, виникає необхідність використання високоенергетичних осциляторів, що збуджуються в електронних потоках.

Таким чином, дослідження як механізмів генерації електромагнітних хвиль при взаємодії заряджених частинок з твердотільними структурами, так і власних параметрів цих структур, є актуальними.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. В дисертації містяться матеріали досліджень, які проводилися в Інституті радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України в рамках Цільової програми наукових досліджень Відділення фізики і астрономії НАН України:
- «Фундаментальні властивості фізичних систем мікро- і макросвіту»

виконувалася НДР "Дослідження лінійних та нелінійних властивостей твердотільних структур із застосуванням електромагнітних хвиль НВЧ діапазону і заряджених часток", шифр "Кентавр-4", № держреєстрації 0106U011978, термін виконання 2007–2011 рр.;

- «Фундаментальні властивості матерії у широкому інтервалі масштабів простору і часу» виконувалася НДР "Вивчення взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених часток з твердотільними структурами", шифр "Кентавр-5", № держреєстрації 0112U000211, термін виконання 2012–2016 рр.;

- «Вивчення фундаментальних фізичних і астрономічних процесів та перспективи їхнього практичного застосування» виконується НДР "Дослідження взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених частинок з наноструктурами та метаматеріалами", шифр "Кентавр-6", № держреєстрації 0117U004038, термін виконання 2017–2021 рр..

Мета і задачі дослідження

Мета дисертаційної роботи полягає у встановленні фізичних явищ і закономірностей, які проявляються при реакціях полів заряджених частинок, що рухаються поблизу поверхонь циліндричних твердотільних структур.

Для досягнення поставленої мети було розглянуто наступні **задачі**:

- дослідження електромагнітних полів, що утворюються в процесі руху заряджених частинок поблизу циліндричних поверхонь твердотільних структур;
- виявлення механізмів збудження власних хвиль в електродинамічних системах, що містять циліндричні твердотільні структури;
- виявлення ефектів зняття частотного виродження власних хвиль в циліндричних плазмоподібних структурах, що містяться у зовнішньому магнітному полі;
- вивчення впливу поверхневого плазмового шару на власні частоти напівпровідникового і діелектричного циліндрів;
- обґрунтування можливості збудження мод «шепочучої галереї» в

циліндричних твердотільних структурах потоком заряджених частинок азимутально-періодичної конфігурації;

– розробка принципів створення джерел випромінювання міліметрового діапазону довжин хвиль, що містять високодобротні циліндричні діелектричні резонатори;

– створення спеціальних програмних засобів для дослідження розподілу компонент поля власних та вимушених хвиль (коливань) за просторовими координатами, визначення власних частот твердотільних циліндрів і резонансних частот електродинамічних структур, що збуджуються рухомою зарядженою частинкою.

Об’єкт дослідження – процеси взаємодії рухомих заряджених частинок і електромагнітних полів в електродинамічних системах з циліндричними твердотільними структурами.

Предмет дослідження – власні і вимушені коливання та хвилі в циліндричних твердотільних структурах; втрати енергії заряджених частинок, що рухаються в повздовжніх магнітних полях в різних електродинамічних структурах; модова селекція коливань «шепочучої галереї» багатострумним електронним пучком в автоколивальній системі на основі квазіоптичного циліндричного діелектричного резонатора.

Методи дослідження базуються на загальній теорії електромагнітного поля і апараті математичної фізики для розв’язання крайових задач, зокрема, теоріях диференціальних рівнянь, функцій комплексних змінних і спеціальних функцій, а також електродинаміки плазми. Разом з тим використовуються відомі чисельні методи розв’язку трансцендентних рівнянь. В експериментальних дослідженнях використовувалися відомі та перевірені методи реєстрації вкрай високочастотного (ВВЧ) випромінювання.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в подальшому розвитку теорії поля власних і вимушених коливань та хвиль квазіоптичних циліндричних твердотільних структур, в тому числі тих, що містять плазмоподібні середовища, а також у вирішенні задачі побудови джерел

електромагнітного випромінювання міліметрового діапазону з використанням високодобротних циліндричних діелектричних резонаторів (ЦДР).

– Вперше знайдено втрати енергії зарядженої частинки, що рухається прямолінійно або по спіральній траєкторії над поверхнею циліндра, який являє собою діелектрик, напівпровідник, діелектрик чи напівпровідник з нанорозмірним плазмовим шаром, або метал. Проаналізовано механізми збудження власних електромагнітних хвиль в таких системах в умовах черенковського і магнітогальмівного резонансів.

– Показано, що під час руху зарядженої частинки по спіральній траєкторії над поверхнею діелектричного чи напівпровідникового циліндра з 2D-електронним газом на його бічній поверхні в системі можливо збудження власних хвиль електростатичного походження.

– Вперше знайдено ефект невзаємності збудження власних хвиль 3D+2D плазмового циліндра з ідентичною структурою розподілу полів, але таких, що відрізняються напрямом поширення за азимутальною координатою, що приводить до зняття частотного виродження за азимутальним індексом.

– Вперше показано та експериментально обґрунтовано можливість збудження хвиль «шепочучої галереї» в ЦДР за допомогою азимутально-періодичного електронного пучка.

– Показано можливість селекції робочої моди резонатора при його збудженні азимутально-періодичним потоком електронів.

Практичне значення одержаних результатів в даній роботі полягає в розширенні та систематизації наукових уявлень про взаємодію електромагнітних випромінювань, що створюються рухомими зарядженими частинками, з різними електродинамічними циліндричними структурами, в тому числі і тих, що містять плазмоподібні середовища. Отримані теоретичні результати дозволять стимулювати і розвивати сучасні теоретичні і експериментальні дослідження в галузі взаємодії заряджених частинок чи потоків заряджених частинок з електромагнітними хвилями в діелектричних і плазмових хвилеведучих структурах. Практичні результати роботи можуть

бути використані для створення джерел надвисокочастотного (НВЧ) і ВВЧ-випромінювань, генераторів та підсилювачів. Особливості взаємодії заряджених частинок з електродинамічними структурами, що було виявлено в дисертаційній роботі, дозволять покращити характеристики існуючих пристроїв. Вивчені механізми збудження власних хвиль твердотільних циліндричних структур можуть бути використані в розробках пристроїв сучасної НВЧ- і ВВЧ-радіофізики та плазмової електроніки.

Особистий внесок здобувача полягає в перевірці аналітичних розрахунків, участі в отриманні експериментальних даних, активній участі в аналізі та інтерпретації отриманих результатів, підготовці та написанні статей і тез доповідей. Чисельні дослідження дисперсійних рівнянь і розподілів полів власних коливань електродинамічних структур автором проведено самостійно. Зокрема, в роботах [3, 6, 7, 13–21, 44–48] автор провів розрахунок власних частот циліндричних твердотільних структур. Втрати енергії рухомої частинки на збудження власних хвиль різних електродинамічних структур знайдено дисертантом в роботах [13–21]. Автор взяв активну участь в експериментальних дослідженнях автоколивальної системи на основі ЦДР [3, 6, 7]. Розрахунок розподілів полів власних коливань резонатора належить автору в роботах [3, 6, 7, 22–24, 44–48].

Формулювання теми і цілі, аналіз та обговорення отриманих результатів дослідження і формулювання висновків проведено спільно з науковим керівником доктором фіз.-мат. наук, с. н. с. Ю. В. Прокопенком.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи доповідалися на семінарах Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України.

Наукові результати і основні положення дисертаційної роботи були представлені та опубліковані в матеріалах 13 наукових конференцій і симпозіумів: Международная Крымская конференция «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014); International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of

Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Kharkiv, 2010, 2013, 2016); 12-th International Conference “Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science” (Lviv-Slavske, 2014); 20-th International Conference on Microwave, Radar, and Wireless Communications (Gdansk, Poland, 2014); 15-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (Dnipropetrovsk, 2014); 14-th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (Kharkiv, 2014).

Публікації. Основні результати наукових досліджень, виконаних в рамках дисертаційної роботи, опубліковано в 7 статтях в зарубіжних і вітчизняних фахових виданнях, а також в матеріалах і тезах доповідей на 13 міжнародних науково-технічних конференціях та симпозіумах.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, переліку умовних позначень і скорочень, п'яти розділів, висновків, списку використаних літературних джерел і додатка. Повний об'єм дисертації складає 134 сторінки, з них 95 сторінок основного тексту. Дисертація містить 26 рисунків і 1 таблицю. Перелік використаних джерел на 12 сторінках містить 113 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ВИПРОМІНЮВАНЬ В СИСТЕМАХ, ЯКІ МІСТЯТЬ РУХОМУ ЗАРЯДЖЕНУ ЧАСТИНКУ АБО ПОТІК ЕЛЕКТРОНІВ (огляд літератури)

Основу НВЧ- і ВВЧ-електроніки складає явище ефективного перетворення енергії електронного пучка в процесі його взаємодії зі сповільнювальною структурою, в тому числі плазмовою або плазмоподібним середовищем, в когерентне і некогерентне електромагнітне випромінювання в дуже широкій смузі частот [37, 49–51]. Інакше кажучи, в центрі уваги електроніки знаходиться вивчення процесів взаємодії потоків заряджених частинок зі змінними електромагнітними полями. При цьому досліджуються переважно такі системи, в яких час прольоту електронів через простір взаємодії є порівнянним з тривалістю періоду збуджуваних електронним потоком коливань або навіть набагато перевищує його. Іншими словами, електрони під час руху в лампі повинні проявляти свої інерційні властивості. В будь-якому електронному приладі взаємодія змінного електромагнітного поля (електромагнітних коливань або хвиль) з електронами (вільними або зв'язаними) є основним в його роботі. Поле впливає на електронний потік, створює в ньому змінний струм, який, в свою чергу, змінює поле. Такі системи є самоузгодженими.

Вперше НВЧ-коливання були отримані в 1919 році у вакуумному тріоді. Тріод було сконструйовано для роботи на низьких частотах, а НВЧ-коливання мали місце за наявності коливального руху електронів в міжелектродному просторі за позитивного потенціалу на сітці і негативному на аноді [52]. В подальшому ця ідея була реалізована в генераторах на надкритичних токах релятивістського електронного пучка – віркаторах та їх модифікаціях [53–55]. На цьому практично всі переваги "статичного" способу керування електронним потоком вичерпано. Тому зусилля дослідників були спрямовані на те, щоб звести до мінімуму вплив інерційності електронів.

Першими, хто зрозумів, як перетворити інерційність електронів у перевагу, були А. М. Арсенєва-Гейль та О. Гейль (1933 р.), які відкрили метод швидкісної модуляції, а першими, хто експериментально реалізував новий прилад (клістрон), були брати Варіан (Рассел і Сігурт) та їх колега В. В. Хансен [52, 56]. Вони розділили процеси швидкісної модуляції потоку (за схемою вона здійснювалась в проміжку об'ємного резонатора і приводила до періодичної зміни швидкості електронів без модуляції за густиною електронного потоку) і групування, яке здійснювалося в просторі дрейфу, яке вільне від будь-яких високочастотних полів. В результаті групування в потоці виникають електронні згустки з періодом модулювальної напруги.

Особливу увагу дослідників було приділено взаємодії високочастотних електромагнітних полів з електронами в схрещених статичних електричному та магнітному полях. В результаті, були відкриті та досліджені коливання в найпростіших магнетронах – "гладкому" і з розрізним анодом, а потім в діодах–генераторах [57]. Освоєння більш короткохвильового діапазону призвело до створення А. О. Слуцьким теорії багаторезонаторних магнетронів [58] і створення імпульсних генераторів міліметрових хвиль [59].

На цей час найбільш докладно вивчено взаємодію електронного потоку з біжучою прямою або зворотною електромагнітною хвилею. Оскільки забезпечити малий час прольоту електрона, протягом якого поле не змінювалося б, складно, то необхідно забезпечити рух поля разом з електронами. Якщо фазова швидкість хвилі буде близькою до швидкості електронного пучка (що досягається шляхом сповільнення хвилі в тому чи іншому штучному середовищі – сповільнювальній системі), то за певних умов в системі здійснюється підсилення електромагнітної хвилі (ефект Вавилова–Черенкова). Усвідомлення цього дозволило Рудольфу Компфнеру створити в 40-50х роках 20 століття електронні прилади з тривалою взаємодією – лампи біжучої і зворотної хвилі [60]. При взаємодії електронного потоку зі зворотною електромагнітною хвилею електронний пучок також перебуває в синхронізмі з електромагнітною хвилею (ефект Вавилова–Черенкова), однак групова

швидкість хвилі (зворотної просторової гармоніки) спрямована назустріч руху пучка.

Зазначимо, що випромінювання Вавилова–Черенкова в середовищах, що обмежені поверхнями розділу, характеризується низкою особливостей, які відсутні у випадку безмежного середовища. Перші роботи, які присвячено врахуванню меж діелектриків у випромінюванні Вавилова–Черенкова, з'явилися в 1947 р. На той час теорія випромінювання Вавилова–Черенкова в безмежному середовищі [61–64] була вже достатньо розроблена, і постало питання про застосування цього ефекту для різних фізичних цілей. В 1947 році В. Л. Гінзбург запропонував використовувати випромінювання Вавилова–Черенкова для генерації ультракоротких радіохвиль [65]. У подальшому було розглянуто цілу низку крайових задач – випромінювання Вавилова–Черенкова в каналі, який зроблено в заломлювальному середовищі [66], випромінювання заряду, що рухається над пласкою межею поділу [67–72] і т.д. Низку робіт було присвячено безпосередньому розрахунку черенковських генераторів міліметрових і субміліметрових радіохвиль [73–76].

Особливе місце займає дифракційне випромінювання, яке являє собою один з випадків випромінювання, що виникає в процесі рівномірного руху зарядженої частинки в неоднорідному середовищі [77–79]. Заряджена частинка, що рухається в однорідному середовищі, може стати джерелом випромінювання, якщо її швидкість перевищує фазову швидкість світла в середовищі. Випромінювання, що при цьому виникає, – це добре відоме випромінювання Вавилова–Черенкова, теорія якого була створена І. Є. Таммом та І. М. Франком [63]. В подальшому з'явилися фізичні уявлення, які базуються на взаємодії рухомого заряду з неоднорідним середовищем [80, 81]. Якщо середовище неоднорідне вздовж траєкторії частинки, то випромінювання виникає за будь-якої швидкості руху. Як неоднорідність було розглянуто екрани з отворами або ж тіла скінченних розмірів, які було розміщено поблизу від траєкторії частинки (електрона) так, що вона пролітає повз тіла, не пересікаючи його поверхні. Під час такого прольоту виникає дифракційне

випромінювання [82]. Фізична природа цього випромінювання (як і перехідного) наступна: поле частинки, що пролітає, наводить в неоднорідності змінні струми (або змінну поляризацію), які і є джерелами випромінювання. Зазначимо, що рухомий заряд і оптична неоднорідність являють собою два необхідних компоненти для того, щоб виникло випромінювання. Достатньо прибрати будь-який з них, і випромінювання зникне.

Цілком справедливо можна стверджувати, що зазначені вище випромінювання є основою НВЧ- і ВВЧ-електроніки. Так на використанні перехідного індукованого випромінювання засновано клістри, черенковського індукованого випромінювання – магнетрони, лампи зворотної хвилі (ЛЗХ) і лампи біжучої хвилі (ЛБХ), а дифракційного індукованого випромінювання – оротрони і генератори дифракційного випромінювання (ГДВ) [78, 79, 83]. Звернемо увагу, що перехідне випромінювання має місце в процесі руху електронів біля неоднорідностей, розміри яких порівнянні за порядком або менші довжини хвилі (в клістріні неоднорідності – сітки резонатора або стінки, якщо зазор безсітковий). Якщо ж електрон рухається поблизу поверхні середовища з показником заломлення більше одиниці, то, коли відстань від поверхні не перевищує за порядком величини довжину хвилі, виникає черенковське випромінювання (роль середовища в магнетроні грає анодний резонаторний блок – періодична структура з періодом порядку довжини хвилі, а в ЛБХ і ЛЗХ – сповільнювальна система). Таким чином, в реалізаціях вищевказаних випромінювань завжди присутні електродинамічні структури з розмірами порядку довжини хвилі сигналу, який генерується або підсилюється, до того ж електронний потік проходить близько до них. В цьому і полягає основна перешкода для отримання великих потужностей на коротких – міліметрових і субміліметрових – довжинах хвиль.

Тому пошуки інших принципів індукованого випромінювання електронів, використання яких дозволило освоїти більш короткохвильовий діапазон, пов'язані з відмовою в мікрохвильових генераторах і підсилювачах від дрібноструктурних сповільнювальних систем і резонаторів або із

забезпеченням багатомодового режиму і виділенням вищої слабозгасаючої робочої моди.

В 50-60-х роках 20 століття дослідники звернули увагу на електронні пучки, в яких електрони рухаються по непрямолінійним періодичним траєкторіям. Добре відомо, що заряджена частинка, траєкторія якої має ненульову кривизну, випромінює за будь-якого співвідношення між її швидкістю та фазовою швидкістю хвиль в даному середовищі. Зазначимо, що для отримання потужного НВЧ-випромінювання необхідно, щоб, по-перше, випромінювання електронів було когерентним. По-друге, необхідно мати фокусувальні та електронно-оптичні системи, елементи яких мали б великі розміри в масштабі довжини хвилі, що є складним, принаймні, при релятивістських енергіях частинок, оскільки просторовий період їх траєкторії малий у порівнянні з довжиною хвилі випромінювання.

Створення потужних приладів НВЧ-електроніки, які використовують криволінійні електронні пучки, пов'язано, в першу чергу, з теоретичними роботами Р. Твісса [84], А. В. Гапонова-Грехова [85, 86] і Дж. Шнайдера [87]. Дослідження взаємодії криволінійних електронних потоків з електромагнітними полями призвели до створення нових видів НВЧ- і ВВЧ-приладів. До них відносяться мазери на циклотронному резонансі (МЦР), в яких використовуються індуквані випромінювання в потоці електронів, що обертаються в магнітному полі. В цьому випадку має місце фазове групування, яке виникає через неізохронність електронів-осциляторів, тобто через залежності частоти обертання електрона в магнітному полі від енергії електрона. Практично одночасно з теоретичними роботами з'явилися повідомлення про експериментальне спостереження індукованого циклотронного випромінювання [88, 89]. В теперішній час у світі продовжується "гіротронний бум", який почався з публікацій на Заході коротких оглядів результатів, які було досягнуто в СРСР щодо потужних генераторів міліметрових довжин хвиль — гіротронам — одного з різновидів МЦР [90, 91]. В цих оглядах, як правило, наводиться графік потужність-

частота, на якому ближче до правого верхнього кута красується одинока точка з написом "Soviet gyrotron" [51].

З вищенаведеного випливає, що перетворення енергії спрямованого руху електронного потоку в електромагнітне випромінювання виникає за рахунок резонансної взаємодії окремих електронів з полем монохроматичної хвилі. В класичній електродинаміці під час аналізу такої взаємодії зазвичай використовують два еквівалентних підходи, або розраховують роботу електромагнітного поля над електроном, що здійснює заданий незбурений цим полем рух, або розглядають збудження незбуреним електроном осцилятора поля [92]. Більш вишуканим є підхід до розгляду цих явищ на базі уявлень квантової електродинаміки [93], причому за необхідності завжди можливо зробити відповідний перехід до класичної границі. Якщо електрон під дією деяких зовнішніх сил здійснює окрім повздовжнього ще який-небудь осциляторний рух, то виникає ондуляторне випромінювання [37, 94]. Так під час руху електрона в повздовжньому постійному магнітному полі поряд з рівномірним повздовжнім рухом він здійснює обертальний поперечний рух з частотою обертання, яка дорівнює гірочастоті. Спонтанне випромінювання, яке при цьому виникає, називають магнітогальмівним або циклотронним (синхротронним на високих гірогармоніках). При такому русі електрона має місце ефект Доплера [94, 95].

Слід зазначити, що до моменту першого візуального спостереження синхротронного випромінювання в 1947 р. у США, яке було здійснено зовсім випадково, якісний опис його основних властивостей вже був відомий завдяки теоретичним дослідженням, які було проведено в роботах Дж. А. Шотта, І. Я. Померанчука, Д. Д. Іваненка, Л. А. Арцимовича [96, 97].

Зупинимося більш детально на спектральному складі магнітогальмівного випромінювання. Взагалі, спектр його є дискретним, однак, в ультрарелятивістському випадку руху електрона він містить настільки велику кількість окремих спектральних ліній, які надзвичайно близько лежать одна до одної, що випромінювання відзначається практично неперервним спектром.

Саме цей різновид магнітогальмівного випромінювання і називається синхротронним.

Змінюючи енергію електрона, можна перекрити всю шкалу електромагнітних хвиль — від інфрачервоного і радіодіапазонів до ультрафіолетового та рентгенівського діапазонів. Таким чином, синхротронне випромінювання є унікальним джерелом електромагнітних хвиль, надто важливим з точки зору його застосування у фізичному експерименті.

Також звернемо увагу, що спектральна залежність потужності синхротронного випромінювання нагадує відому формулу Планка, що характеризує спектр випромінювання абсолютно чорного тіла [96, 97].

Зазначимо, що умови спонтанного випромінювання зводяться до збігу частоти поля випромінювання у системі відліку, яка рухається з деякою швидкістю, з частотою коливань електрона або її гармонікою (гармонікою гірчастоти). Якщо електронів багато, то випромінювання одного з них може стимулювати таке ж випромінювання інших електронів, впливаючи на їх рух. Так виникає вимушене (індуковане) випромінювання, яке є стимульованим спонтанним випромінюванням. Виникає воно практично за тих же умов резонансу, що і спонтанне, тобто у випадку збігу частоти монохроматичної хвилі з власною частотою електрона. Таким чином, важливість умов спонтанного випромінювання полягає в тому, що вони визначають спектри випромінювання як окремих електронів, так і електронних пучків [94, 95].

З моменту створення підсилювача з біжучою хвилею Р. Компфнером питанням перетворення кінетичної енергії потоків заряджених частинок в електромагнітне випромінювання було присвячено велику кількість теоретичних і експериментальних робіт (див., наприклад, [34, 37, 50, 98, 99] і цитовану там літературу). В теперішній час у розвитку електронно-вакуумної техніки намітилась тенденція просування в міліметровий і субміліметровий діапазони довжин хвиль. При цьому використання традиційних підходів до побудови електронних пристроїв зазнає значних труднощів, які обумовлено малими геометричними розмірами основних елементів. Виникає необхідність

використання надрозмірних (по відношенню до довжини хвилі генерованих коливань) електродинамічних структур, які працюють в багатомодовому режимі. Стабільність частоти генерації потребує збудження і селекції робочої моди високого порядку в таких структурах. Можливість збудження слабозгасаючих коливань в циліндричних діелектричних резонаторах (ЦДР) на модах високого порядку (модах "шепочучої галереї") обумовлює їх використання в пристроях вакуумної електроніки короткохвильового діапазону міліметрових і субміліметрових довжин хвиль [3]. При цьому долається зазначена вище складність конструктивного характеру. Однак рівень потужності випромінювання джерел традиційної побудови з переходом до субміліметрових довжинам хвиль різко знижується [42]. Отже, виникає необхідність використання високоенергетичних осциляторів, які збуджуються в електронних потоках.

Особливу увагу привертають генератори поверхневої хвилі як джерела когерентного короткохвильового міліметрового і субміліметрового випромінювання [1, 2]. В таких генераторах прямолінійний електронний пучок збуджує повільну хвилю, що розповсюджується вздовж поверхні електродинамічної структури. Вказані обставини обумовлюють актуальність теоретичного аналізу збудження поверхневих електромагнітних хвиль, який включає аналіз формування самоузгодженої структури поля. Іншими відомими джерелами міліметрового діапазону довжин хвиль, як зазначалося вище, є гіротрони, в яких в якості активної речовини використовуються електрони, які обертаються в постійному магнітному полі [100–103]. Особлива увага приділяється циліндричним гіротронам з великою орбітою [104] і автоколивальним системам на основі діелектричних резонаторів [3, 5]. Основна спроможність активної речовини –електронів, що рухаються в магнітному полі, – збуджувати власні моди електродинамічної структури (в гіротроні – резонатора) з частотами, які кратні гармонікам циклотронної частоти. Основні втрати енергії заряджених частинок припадають на збудження моди, яка характеризується необхідним розподілом поля для ефективного відбору енергії.

Окрім робочої моди в електродинамічній системі збуджуються моди з частотами, що є близькими до інших гірочастот, які відбирають енергію частинок менш ефективно. Збуджувані моди є зфазованими між собою. В результаті в електродинамічній структурі збуджуються несинусоїдальні хвилі (коливання), форми яких визначаються амплітудами гармонік їх складових.

Окрім перелічених вище проблем, однією з актуальних проблем сучасної радіофізики та електроніки є дослідження фундаментальних властивостей твердотільних структур, в тому числі таких, що містять нанорозмірні фрагменти. Дослідження механізмів збудження електромагнітних хвиль в процесі руху заряджених частинок в різних електродинамічних системах складають основу електроніки. При цьому до числа принципово важливих характеристик структур відносяться їх дисперсійні рівняння. Вони дозволяють визначити місце електродинамічних структур в радіофізичних системах різного призначення. Інформаційною характеристикою є втрати енергії зарядженої частинки в одиницю часу на збудження в системі власних хвиль і/або коливань.

Запропоновану роботу присвячено виявленню особливостей, якими характеризується поле випромінювання заряду, що взаємодіє з обмеженим середовищем, а також аналізу процесів взаємодії рухомих заряджених частинок з циліндричними твердотільними структурами, в тому числі таких, які складаються з плазмоподібних середовищ або містять плазмоподібне середовище, зокрема, у вигляді тонкого електронного шару (2D-газу).

РОЗДІЛ 2

ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ, ЩО РУХАЄТЬСЯ ПО СПІРАЛЬНОЙ ТРАЄКТОРІЇ НАВКОЛО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО АБО МЕТАЛЕВОГО ЦИЛІНДРА

Для розуміння елементарного механізму генерації електромагнітних хвиль (коливань) в різних електродинамічних системах, які базуються на відборі енергії електронного потоку, безумовно, заслуговують на увагу дослідження втрат енергії зарядженої частинки при взаємодії з обмеженою твердотільною структурою. Наявність втрат дає підстави очікувати виникнення та розвитку нестійкості хвиль (коливань) за наявності потоку заряджених частинок.

В цьому розділі на основі комплексного підходу (аналітичного і чисельного) і з використанням рівнянь Максвела знайдено втрати енергії зарядженої частинки, що рухається в ізотропному середовищі по спіральній траєкторії над бічною поверхнею ізотропного діелектричного або ідеально-провідного металевго циліндра в зовнішньому магнітному полі. Сформульовано умови, за яких виникає магнітогальмівне випромінювання електромагнітних хвиль в системі. Окремо звернено увагу на прямолінійний рівномірний рух зарядженої макрочастинки (у вигляді зарядженого кільця), яка охоплює діелектричний циліндр. Аналіз враховував вплив поля власних хвиль циліндричного діелектричного хвилеводу на рух зарядженої частинки. Під час руху частинки навколо металевго циліндра враховувався вплив розсіяного поля частинки на бічній поверхні циліндра.

Основні матеріали даного розділу представлено в науковій статті [13] і на міжнародній конференції [20].

2.1 Втрати енергії зарядженої частинки, що рухається по спіральній траєкторії в повздовжньому магнітному полі навколо діелектричного циліндра

В цьому розділі наведено результати електродинамічного аналізу руху частинки з зарядом e і масою m_0 (електрона), що рухається з поступальною швидкістю v_z по гвинтовій лінії з радіусом ρ_0 над твердотільним циліндром з радіусом ρ_1 , вісь якого направлена вздовж осі Z (рис. 2.1) [13, 20]. Частинка рухається в ізотропному середовищі з діелектричною проникністю ε (зокрема, у вакуумі, коли $\varepsilon=1$) над бічною поверхнею ізотропного діелектричного (з проникністю ε_1) або ідеально-провідного циліндра в зовнішньому магнітному полі.

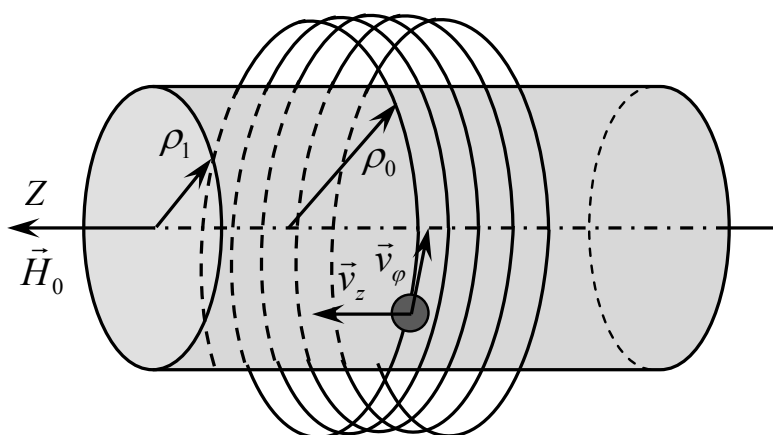


Рисунок 2.1 – Рух зарядженої частинки в магнітному полі над циліндром

Втрати енергії W частинки на випромінювання в одиницю часу t :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW_v}{dt} + \frac{dW_\Sigma}{dt},$$

де $\frac{dW_v}{dt}$ і $\frac{dW_\Sigma}{dt}$ є втратами енергії частинки на збудження полів у безмежному середовищі і на збудження хвиль в діелектричному циліндрі відповідно,

визначаються виразами [13]:

$$\frac{dW_v}{dt} = e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left(v_z - \frac{nq_z v_\varphi}{\rho_0 q^2} \right) E_{zn}^e(\rho_0, q_z, \omega) - i \frac{\omega v_\varphi}{cq} H_{zn}^{e'}(\rho_0, q_z, \omega) \right\} dq_z d\omega,$$

$$\frac{dW_\Sigma}{dt} = e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\Delta_{1n}}{\Delta_n} \left(v_z - \frac{nq_z v_\varphi}{\rho_0 q^2} \right) H_n(q\rho_0) - i \frac{\Delta_{2n}}{\Delta_n} \frac{\omega v_\varphi}{cq} H_n'(q\rho_0) \right\} dq_z d\omega.$$

Таким чином, втрати енергії частинки на випромінювання мають вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} = e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left(v_z - \frac{nq_z v_\varphi}{\rho_0 q^2} \right) E_{zn}^e(\rho_0, q_z, \omega) - i \frac{\omega v_\varphi}{cq} H_{zn}^{e'}(\rho_0, q_z, \omega) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta_{1n}}{\Delta_n} \left(v_z - \frac{nq_z v_\varphi}{\rho_0 q^2} \right) H_n(q\rho_0) - i \frac{\Delta_{2n}}{\Delta_n} \frac{\omega v_\varphi}{cq} H_n'(q\rho_0) \right\} dq_z d\omega. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Тут $q^2 = \varepsilon\omega^2/c^2 - q_z^2$ – квадрат поперечного хвильового числа; ω – частота парціальної хвилі; c – швидкість світла; $q_z = (\omega - n|\omega_H|)/v_z$ – повздовжнє (аксіальне) хвильове число; $\omega_H = (eH_0/m_0c)\sqrt{1 - v^2/c^2}$ – циклотронна частота частинки, що рухається зі швидкістю $v = \sqrt{v_z^2 + v_\varphi^2}$; v_φ – швидкість обертального руху частинки в площині поперечного перерізу циліндра (XY); $\vec{H}_0 = H_0\vec{e}_z$ – вектор напруженості зовнішнього постійного магнітного поля (він же вектор магнітної індукції, оскільки магнітна проникність в усіх середовищах електродинамічної системи дорівнює одиниці); $\vec{e}_z$ – орт координатної осі Z ; n – азимутальний модовий індекс, який визначається номером просторової гармоніки циклотронної частоти і відповідає порядку циліндричних функцій, а також половині кількості варіацій поля вздовж азимутальної координати φ . Компоненти поля частинки $E_{zn}^e(\rho_0, q_z, \omega)$ і $H_{zn}^e(\rho_0, q_z, \omega)$ в області $\rho_1 \leq \rho < \rho_0$

при $q^2 > 0$ (у вакуумі ця умова реалізується, якщо $\beta^2 > (1 + n\omega_H / \omega)^2$, де $\beta = v_z / c$) визначається співвідношеннями

$$\begin{aligned} E_{zn}^e(\rho) &= -\frac{e}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) H_n(q\rho_0) J_n(q\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\ H_{zn}^e(\rho) &= -\frac{e}{2} \frac{v_\phi q}{c} H'_n(q\rho_0) J_n(q\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

а при $q^2 < 0$

$$\begin{aligned} E_{zn}^e(\rho) &= i \frac{e}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) K_n(k\rho_0) I_n(k\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\ H_{zn}^e(\rho) &= -i \frac{e}{2} \frac{v_\phi k}{c} K'_n(k\rho_0) I_n(k\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

де $\rho = \rho_0$ (в точці знаходження частинки) і $k^2 = -q^2 = q_z^2 - \varepsilon\omega^2 / c^2$; $J_n(q\rho)$ – циліндричні функції Бесселя n -го порядку першого роду; $H_n(q\rho)$ – функції Ханкеля n -го порядку першого роду $H_n^{(1)}(q\rho)$ при $\omega > 0$ або другого роду $H_n^{(2)}(q\rho)$ при $\omega < 0$; $I_n(q\rho)$ і $K_n(q\rho)$ – модифіковані функції Бесселя n -го порядку першого і другого роду (функції Інфельда і Макдональда відповідно); $\delta(u)$ – дельта-функція Дірака. Штрих у циліндричних функцій означає їх похідні за аргументом, що обчислені при значенні відповідного аргументу

$$(Z'_v(\chi\rho_0) = \frac{1}{\chi} \frac{\partial Z_v(\chi\rho)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}).$$

Визначники Δ_n , Δ_{1n} і Δ_{2n} в (2.1) при $q^2 > 0$

мають вигляд:

$$\Delta_n = H_n^2(q\rho_1) \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \frac{n^2 q_z^2 c^2}{\rho_1^2 \omega^2} \left(\frac{1}{q_1^2} - \frac{1}{q^2} \right)^2 - \right. \\ \left. - \left[\frac{1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} - \frac{1}{q} \frac{H'_n(q\rho_1)}{H_n(q\rho_1)} \right] \left[\frac{\varepsilon_1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} - \frac{\varepsilon}{q} \frac{H'_n(q\rho_1)}{H_n(q\rho_1)} \right] \right\}; \quad (2.3.1)$$

$$\Delta_{1n} = H_n(q\rho_1) \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{nq_z c}{\rho_1 \omega} \left(\frac{1}{q_1^2} - \frac{1}{q^2} \right) f_{1n} + \left[\frac{1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} - \frac{1}{q} \frac{H'_n(q\rho_1)}{H_n(q\rho_1)} \right] i f_{2n} \right\}; \\ \Delta_{2n} = H_n(q\rho_1) \frac{\omega}{c} \left\{ - \frac{nq_z c}{\rho_1 \omega} \left(\frac{1}{q_1^2} - \frac{1}{q^2} \right) f_{2n} + \left[\frac{\varepsilon_1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} - \frac{\varepsilon}{q} \frac{H'_n(q\rho_1)}{H_n(q\rho_1)} \right] i f_{1n} \right\},$$

при $q^2 < 0$

$$\Delta_n = K_n^2(k\rho_1) \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \frac{n^2 q_z^2 c^2}{\rho_1^2 \omega^2} \left(\frac{1}{q_1^2} + \frac{1}{k^2} \right)^2 - \right. \\ \left. - \left[\frac{1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} + \frac{1}{k} \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} \right] \left[\frac{\varepsilon_1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} + \frac{\varepsilon}{k} \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} \right] \right\}; \quad (2.3.2)$$

$$\Delta_{1n} = K_n(k\rho_1) \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{nq_z c}{\rho_1 \omega} \left(\frac{1}{q_1^2} + \frac{1}{k^2} \right) f_{1n} + \left[\frac{1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} + \frac{1}{k} \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} \right] i f_{2n} \right\}; \\ \Delta_{2n} = K_n(k\rho_1) \frac{\omega}{c} \left\{ - \frac{nq_z c}{\rho_1 \omega} \left(\frac{1}{q_1^2} + \frac{1}{k^2} \right) f_{2n} + \left[\frac{\varepsilon_1}{q_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} + \frac{\varepsilon}{k} \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} \right] i f_{1n} \right\},$$

де $q_1^2 = \varepsilon_1 \omega^2 / c^2 - q_z^2$ – квадрат поперечного хвильового числа всередині

циліндра; $f_{1n} = -E_{\varphi n}^e(\rho_1) - \frac{nq_z}{q_1^2 \rho_1} E_{zn}^e(\rho_1) - \frac{i\omega}{cq_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} H_{zn}^e(\rho_1);$

$$f_{2n} = H_{\varphi n}^e(\rho_1) + \frac{nq_z}{q_1^2 \rho_1} H_{zn}^e(\rho_1) - \frac{i\omega\varepsilon_1}{cq_1} \frac{J'_n(q_1\rho_1)}{J_n(q_1\rho_1)} E_{zn}^e(\rho_1), \quad \text{в яких азимутальні}$$

компоненти $E_{\varphi n}^e(\rho)$ і $H_{\varphi n}^e(\rho)$ поля частинки визначаються через аксіальні

$E_{zn}^e(\rho)$ і $H_{zn}^e(\rho)$ (2.2) наступним чином:

$$\begin{aligned} E_{\varphi n}^e(\rho) &= -\frac{nq_z}{\rho q^2} E_{zn}^e(\rho) - \frac{i\omega}{cq^2} \frac{\partial}{\partial \rho} H_{zn}^e(\rho), \\ H_{\varphi n}^e(\rho) &= \frac{i\omega}{cq^2} \varepsilon \frac{\partial}{\partial \rho} E_{zn}^e(\rho) - \frac{nq_z}{\rho q^2} H_{zn}^e(\rho). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Якщо діелектричні проникності ε і ε_1 не мають частотної дисперсії, то в такій системі існують власні об'ємно-поверхневі хвилі тільки у випадку, коли $q_1^2 > 0$, в іншому випадку ($q_1^2 < 0$) буде мати місце поверхнева хвиля [34].

Дисперсійне рівняння власних коливань (хвиль) знаходиться з умови $\Delta_n = 0$, а саме рівності виразу у фігурних дужках (2.3) нулю. В наведених дослідженнях інтегрування в (2.1) розглянуто в області частот, де виконується умова $q_1^2 > 0$.

При цьому $\frac{\Delta_{1n}}{\Delta_n} H_n(q\rho_0) = E_{zn}(\rho_0)$ і $\frac{\Delta_{2n}}{\Delta_n} H_n(q\rho_0) = H_{zn}(\rho_0)$ є значеннями повздовжніх спектральних компонент полів в точці знаходження частинки, викликаних відбитими хвилями від поверхні циліндра $\rho = \rho_1$.

2.1.1 Вихідні рівняння, виведення основних формул

Рухома частинка створює густину заряду $Q(\vec{r}, t)$, яку можна зобразити у вигляді добутку δ -функцій

$$Q(\vec{r}, t) = e\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - z_0).$$

В циліндричній системі координат:

$$Q(\vec{r}, t) = e\delta(\rho - \rho_0)\delta(\varphi - \omega_H t)\delta(z - v_z t) / \sqrt{\rho\rho_0}. \quad (2.5)$$

Тут $z_0 = v_z t$; $x_0 \equiv x_0(t) = \rho_0 \cos \omega_H t$ і $y_0 \equiv y_0(t) = -\rho_0 \sin \omega_H t$, в яких $\rho_0 = -v_\varphi / \omega_H$ – радіус обертання частинки.

Густина струму, що створюється зарядженою частинкою, визначається формулою:

$$\vec{j} = \vec{v}Q(\vec{r}, t).$$

Його складові в циліндричній системі координат мають вигляд $j_\rho = 0$, $j_\varphi = v_\varphi Q(\vec{r}, t)$ і $j_z = v_z Q(\vec{r}, t)$.

Електромагнітні поля $\vec{E}$ і $\vec{H}$, які створюються рухомою частинкою, знаходяться з наступної системи рівнянь:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; & \text{rot } \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}; \\ \text{div } \vec{D} &= 4\pi Q(\vec{r}, t); & \frac{\partial Q(\vec{r}, t)}{\partial t} + \text{div } \vec{j} &= 0. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Електрична індукція поля $\vec{D}$ в точці з радіус-вектором $\vec{r}$ в момент часу t без урахування просторової дисперсії визначається матеріальним рівнянням

$$\vec{D} = \int_{-\infty}^t \hat{\varepsilon}(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt', \text{ де } \hat{\varepsilon}(t) - \text{параметр, що характеризує електромагнітні}$$

властивості ізотропного середовища.

Враховуючи властивості дельта-функції Дірака, густину заряду $Q(\vec{r}, t)$ подамо у вигляді набору просторово-часових гармонік

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{e}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[q_x(x - x_0) + q_y(y - y_0) + q_z(z - v_z t)] dq_x dq_y dq_z.$$

В циліндричній системі координат $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$, $q_x = \kappa \cos \varphi'$ і $q_y = \kappa \sin \varphi'$, де φ – кут між вектором $\vec{\rho}$ та віссю x ; φ' – кут між вектором $\vec{\kappa}$ і віссю x . Тоді $Q(\vec{r}, t)$ можна привести до вигляду

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{e}{(2\pi)^3} \times \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \int_0^{\infty} d\kappa \int_0^{2\pi} \kappa \exp i\{q_z(z - v_z t) + \kappa[\rho \cos(\varphi' - \varphi) - \rho_0 \cos(\varphi' + \omega_H t)]\} d\varphi'.$$

Користуючись співвідношенням $\exp(i\kappa\rho \cos \alpha) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(\kappa\rho) \exp(-in\alpha)$

[105], отримаємо

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{e}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \kappa J_n(\kappa\rho) J_n(\kappa\rho_0) d\kappa \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[q_z(z - v_z t) + n\varphi + n\omega_H t] dq_z.$$

Приймаючи до уваги, що $\int_0^{\infty} \kappa J_n(\kappa\rho) J_n(\kappa\rho_0) d\kappa = \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\sqrt{\rho_0\rho}}$ [106], а

$$\exp[-i(q_z v_z - n\omega_H)t] = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) \delta(\omega - q_z v_z + n\omega_H) d\omega, \quad \text{густину заряду}$$

$Q(\vec{r}, t)$ можна записати наступним чином

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{e}{(2\pi)^2} \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\sqrt{\rho_0\rho}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega - q_z v_z + n\omega_H) \exp i(q_z z + n\varphi - \omega t) dq_z d\omega.$$

Поля, що входять у рівняння (2.6), також подамо як набір просторово-

часових гармонік, наприклад:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_n(\rho, q_z, \omega) \exp i(q_z z + n\varphi - \omega t) d\omega. \quad (2.7)$$

Зазначимо, що $\vec{E}_n(\rho, q_z, \omega) = \vec{E}_{-n}^*(\rho, -q_z, -\omega)$, де «*» вказує на комплексно-спряжену величину. З рівнянь (2.6) випливає, що повздовжні компоненти електричного E_{zn} і магнітного H_{zn} полів визначаються розв'язками рівнянь

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} E_{zn} + \left(q^2 - \frac{n^2}{\rho^2} \right) E_{zn} = 4\pi i \left(\frac{q_z}{\varepsilon} - \frac{\omega v_z}{c^2} \right) Q_n; \quad (2.8.1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} H_{zn} + \left(q^2 - \frac{n^2}{\rho^2} \right) H_{zn} = -4\pi \frac{v_\varphi}{c\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho Q_n). \quad (2.8.2)$$

Тут $Q_n \equiv Q_n(\rho, q_z, \omega) = \frac{e}{(2\pi)^2} \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\sqrt{\rho_0 \rho}} \delta(\omega - q_z v_z + n\omega_H);$

$\varepsilon = \int_0^\infty \hat{\varepsilon}(\tau) \exp i\omega\tau d\tau$ – діелектрична проникність середовища. Якщо часова

(частотна) дисперсія відсутня, то $\hat{\varepsilon}(\tau) = \varepsilon \delta(\tau)$.

Для знаходження втрат енергії частинки необхідно з рівнянь (2.8.1) і (2.8.2) знайти поля, які створюються частинкою в безмежному середовищі (тобто поля хвиль, які падають на межу поділу середовищ), а також поля хвиль, які відбиваються від поверхні циліндра (поля випромінювання). Потім значення цих полів в точці знаходження частинки $\rho = \rho_0$, $\varphi = |\omega_H| t$ і $z = v_z t$ підставити у формулу для змінення енергії частинки в одиницю часу

$$\frac{dW}{dt} = e\vec{v}\vec{E}(\rho_0, |\omega_H| t, v_z t). \quad (2.9)$$

В цій формулі $E_{zn}(\rho)$ і $H_{zn}(\rho)$, які входять у вираз $\vec{E}(\rho_0, |\omega_H| t, v_z t)$, є суперпозицією поля частинки та поля випромінювання.

Слід зазначити, що при втратах енергії зарядженої частинки на збудження електромагнітних хвиль в однорідному середовищі виконуються закони збереження енергії та імпульсу

$$W_1 = W_2 + \hbar\omega; \quad \vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \hbar\vec{q}.$$

Тут W_i і p_i – енергія та імпульс частинки ($i=1; 2$); $\hbar\omega$ і $\hbar\vec{q}$ – енергія та імпульс кванта електромагнітного поля, що випромінюється частинкою; $\vec{q}$ – хвильовий вектор; $\hbar$ – стала Планка. Легко пересвідчитися, що для прямолінійного руху зарядженої частинки ці закони зводяться до виконання умов випромінювання Вавилова–Черенкова. Добре відомо, що вони реалізуються, коли швидкість частинки перевищує фазову швидкість електромагнітної хвилі в середовищі. Однак в постійному магнітному полі, коли частинка рухається по спіральній траєкторії, закони збереження виконуються і у вакуумі (магнітогальмівне випромінювання) [107].

2.1.2 Поля частинки

З рівнянь (2.8.1) і (2.8.2) випливає, що в областях $\rho < \rho_0$ (область 1) і $\rho > \rho_0$ (область 2) у разі задоволення умови скінченності поля на осі гвинтової траєкторії руху частинки (при $\rho \rightarrow 0$) та умови випромінювання на нескінченності (при $\rho \rightarrow \infty$) аксіальні компоненти електромагнітного поля можна подати через циліндричні функції Бесселя $J_n(q\rho)$ і Ханкеля $H_n(q\rho)$.

При $q^2 > 0$ розв'язки рівнянь (2.8.1) і (2.8.2) мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned} E_{zn}^{e1}(\rho) &= C_1 J_n(q\rho), \quad H_{zn}^{e1}(\rho) = F_1 J_n(q\rho), \quad \rho < \rho_0, \\ E_{zn}^{e2}(\rho) &= C_2 H_n(q\rho), \quad H_{zn}^{e2}(\rho) = F_2 H_n(q\rho), \quad \rho > \rho_0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

При $q^2 < 0$ розв'язки рівнянь (2.8.1) і (2.8.2) виражаються циліндричними модифікованими функціями Бесселя – функціями Інфельда і Макдональда

$$\begin{aligned} E_{zn}^{e1}(\rho) &= C_1 I_n(k\rho), \quad H_{zn}^{e1}(\rho) = F_1 I_n(k\rho), \quad \rho < \rho_0, \\ E_{zn}^{e2}(\rho) &= C_2 K_n(k\rho), \quad H_{zn}^{e2}(\rho) = F_2 K_n(k\rho), \quad \rho > \rho_0, \end{aligned} \quad (2.11)$$

Азимутальні компоненти поля частинки представлено виразами (2.4).

Невідомі константи C_1, C_2, F_1, F_2 визначаються з граничних умов на поверхні $\rho = \rho_0$, де неперервні тангенційні складові електричного поля $E_{zn}^e(\rho)$ і $E_{\varphi n}^e(\rho)$, а компоненти магнітного поля $H_{zn}^e(\rho)$ і $H_{\varphi n}^e(\rho)$ зазнають розриву. Розриви викликані струмами $j_{zn} = v_z Q_n$ і $j_{\varphi n} = v_\varphi Q_n$, а їх величини знаходяться в результаті інтегрування рівнянь Максвела за ρ . Таким чином, отримаємо

$$\begin{aligned} H_{zn}^{e1}(\rho_0) - H_{zn}^{e2}(\rho_0) &= \frac{ev_\varphi}{\pi c\rho_0} \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\ H_{\varphi n}^{e1}(\rho_0) - H_{\varphi n}^{e2}(\rho_0) &= \frac{ev_z}{\pi c\rho_0} \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z). \end{aligned}$$

Система рівнянь для знаходження констант при $q^2 > 0$ має вигляд

$$\begin{aligned}
C_1 J_n(q\rho_0) - C_2 H_n(q\rho_0) &= 0, \\
C_1 J'_n(q\rho_0) - C_2 H'_n(q\rho_0) &= \frac{ie}{\pi\rho_0 q} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\
F_1 J'_n(q\rho_0) - F_2 H'_n(q\rho_0) &= 0, \\
F_1 J_n(q\rho_0) - F_2 H_n(q\rho_0) &= \frac{ev_\varphi}{\pi c \rho_0} \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z),
\end{aligned} \tag{2.12}$$

де штрих означає похідну функції за її аргументом. З (2.12) знаходимо

$$\begin{aligned}
C_1 &= \frac{e}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) H_n(q\rho_0) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\
F_1 &= -\frac{ieqv_\varphi}{2c} H'_n(q\rho_0) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z).
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Для $q^2 < 0$

$$\begin{aligned}
C_1 &= \frac{ie}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) K_n(k\rho_0) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\
F_1 &= -\frac{iekv_\varphi}{2c} K'_n(k\rho_0) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z).
\end{aligned} \tag{2.14}$$

2.1.3 Поля випромінювання

Під час руху зарядженої частинки над циліндром її поля зазнають відбивання та заломлення на межі поділу середовищ. В системі виникають так звані поля випромінювання. В циліндрі компоненти поля пов'язані між собою співвідношеннями (2.4), в яких необхідно замінити діелектричну проникність ε

на діелектричну проникність циліндра ε_1 , а q^2 на $q_1^2 = \varepsilon_1 \omega^2 / c^2 - q_z^2$ ($q_1^2 > 0$). Діелектрична проникність ε_1 , в принципі, може мати частотну дисперсію. Але припускається, що магнітне поле H_0 не впливає на залежність ε_1 від частоти, тобто циклотронна частота електронів провідності менше характерних частот середовища з ε_1 .

Залежності компонент $E_{zn}(\rho)$ і $H_{zn}(\rho)$ від радіуса знаходяться, відповідно, з рівнянь (2.8.1) і (2.8.2), в яких q^2 замінюється на q_1^2 і $Q_n = 0$. В результаті отримуємо

$$E_{zn}(\rho) = A_1 J_n(q_1 \rho), \quad H_{zn}(\rho) = B_1 J_n(q_1 \rho). \quad (2.15)$$

Таку залежність поля від радіуса було вибрано з урахуванням умов його скінченності при $\rho \rightarrow 0$.

В області $\rho_1 \leq \rho < \rho_0$ поряд з полями частинки, яким було приписано верхній індекс e , існують поля, відбиті від поверхні циліндра. Як обумовлено видом δ -функцій у виразах (2.13) і (2.14), залежність поля частинки від координати z пропорційна $\exp iz(\omega - n|\omega_H|)/v_z$, де враховано від'ємний заряд частинки у виразі для циклотронної частоти. В такому ж вигляді шукаємо залежність поля випромінювання від координати z . Оскільки $q_z = (\omega - n|\omega_H|)/v_z$, то q^2 може бути додатною або від'ємною величиною. Це визначається номером гармоніки циклотронної частоти, який відповідає порядку n циліндричної функції. Якщо $q^2 > 0$, то поля випромінювання описуються функціями Ханкеля першого роду, що спадають з осциляціями при $\rho \rightarrow \infty$. Тоді в області $\rho_1 \leq \rho < \rho_0$ аксіальні компоненти поля мають вигляд

$$E_{zn}(\rho) = E_{zn}^e(\rho) + A H_n(q\rho), \quad H_{zn}(\rho) = H_{zn}^e(\rho) + B H_n(q\rho),$$

в яких компоненти поля частинки $E_{zn}^e(\rho)$ і $H_{zn}^e(\rho)$ (2.2.1) визначаються співвідношеннями (2.10) з урахуванням сталих C_1 і F_1 (2.13).

При $q^2 < 0$, коли поля випромінювання описуються експоненціально-спадними функціями Макдональда, маємо

$$E_{zn}(\rho) = E_{zn}^e(\rho) + AK_n(k\rho), \quad H_{zn}(\rho) = H_{zn}^e(\rho) + BK_n(k\rho), \quad (2.16)$$

де $E_{zn}^e(\rho)$ і $H_{zn}^e(\rho)$ (2.2.2) визначаються співвідношеннями (2.11) з урахуванням сталих C_1 і F_1 (2.14).

Константи A_1 , B_1 , A і B визначаються з граничних умов – неперервності тангенційних складових електричного і магнітного полів на циліндричній поверхні $\rho = \rho_1$. При $q^2 > 0$ маємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{aligned} AH_n(q\rho_1) + E_{zn}^e(\rho_1) &= A_1 J_n(q_1\rho_1), \\ BH_n(q\rho_1) + H_{zn}^e(\rho_1) &= B_1 J_n(q_1\rho_1), \\ -A \frac{nq_z}{q^2 \rho_1} H_n(q\rho_1) - B \frac{i\omega}{cq} H'_n(q\rho_1) + E_{\varphi n}^e(\rho_1) &= \\ = -A_1 \frac{nq_z}{q_1^2 \rho_1} J_n(q_1\rho_1) - B_1 \frac{i\omega}{cq_1} J'_n(q_1\rho_1), & \quad (2.17) \\ A \frac{i\omega}{cq} \varepsilon H'_n(q\rho_1) - B \frac{nq_z}{q^2 \rho_1} H_n(q\rho_1) + H_{\varphi n}^e(\rho_1) &= \\ = A_1 \frac{i\omega}{cq_1} \varepsilon_1 J'_n(q_1\rho_1) - B_1 \frac{nq_z}{q_1^2 \rho_1} J_n(q_1\rho_1). \end{aligned}$$

В результаті розв'язку системи рівнянь (2.17) знаходимо, що

$$A = \frac{\Delta_{1n}}{\Delta_n}; \quad B = \frac{\Delta_{2n}}{\Delta_n}. \quad (2.18)$$

Головний Δ_n і допоміжні Δ_{1n} і Δ_{2n} визначники системи (2.17) $q^2 > 0$ мають вигляд (2.3.1).

При $q^2 < 0$ складові поля $E_{zn}(\rho)$ і $H_{zn}(\rho)$ описуються наступними формулами: в циліндрі – (2.15), поза циліндром – (2.16). Тоді в (2.18) визначники Δ_n , Δ_{1n} і Δ_{2n} набувають вигляду (2.3.2).

2.2 Втрати енергії частинки на збудження хвиль в безмежному середовищі

Розглянемо втрати енергії частинки (dW_v/dt) на збудження хвиль в безмежному середовищі. Користуючись виразом (2.2.1) для компонент $E_{zn}^e(\rho)$ і $H_{zn}^e(\rho)$, отримаємо

$$\begin{aligned} \frac{dW_v}{dt} = & -\frac{e^2}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) \left(v_z - \frac{nq_z v_\varphi}{\rho_0 q^2} \right) J_n(q\rho_0) H_n(q\rho_0) - \right. \\ & \left. - \frac{\omega v_\varphi^2}{c^2} J_n'(q\rho_0) H_n'(q\rho_0) \right] \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z) dq_z d\omega. \end{aligned} \quad (2.19)$$

У формулі (2.19) перейдемо до підсумовування та інтегрування за додатними значеннями n , q_z і ω , приймаючи до уваги, що згідно з [108]

$$H_n(q\rho) \equiv \begin{cases} H_n^{(1)}(q\rho) = J_n(q\rho) + iN_n(q\rho), & \omega > 0, \\ H_n^{(2)}(q\rho) = J_n(q\rho) - iN_n(q\rho), & \omega < 0, \end{cases} \quad (2.20)$$

де $N_n(q\rho)$ – функція Неймана (функція Бесселя n -го порядку другого роду).

Проінтегрувавши вираз (2.19) за q_z , при $\beta^2 \varepsilon > 1$ отримаємо [13]

$$\begin{aligned}
\frac{dW_v}{dt} = & -\frac{e^2}{v_z} \int_0^\infty d\omega \frac{\omega}{\varepsilon} \left\{ \left[(\beta^2 \varepsilon - 1) J_0^2(x_0) + \frac{v_\phi^2}{c^2} J_0'^2(x_0) \right] + \right. \\
& + \sum_{\substack{n \leq \frac{\omega(\beta\sqrt{\varepsilon}-1)}{|\omega_H|} \\ n \geq \frac{\omega(-\beta\sqrt{\varepsilon}-1)}{|\omega_H|} \\ n \neq 0, q^2 > 0}} \left\{ \frac{\left[\beta^2 \varepsilon - \left(1 + \frac{n\omega_H}{\omega} \right) \right]^2}{\beta^2 \varepsilon - \left(1 + \frac{n\omega_H}{\omega} \right)^2} J_n^2(x_1) + \frac{v_\phi^2}{c^2} J_n'^2(x_1) \right\} + \\
& + \sum_{\substack{n \leq \frac{\omega(\beta\sqrt{\varepsilon}+1)}{|\omega_H|} \\ n \geq \frac{\omega(-\beta\sqrt{\varepsilon}+1)}{|\omega_H|} \\ n \neq 0, q^2 > 0}} \left\{ \frac{\left[\beta^2 \varepsilon - \left(1 - \frac{n\omega_H}{\omega} \right) \right]^2}{\beta^2 \varepsilon - \left(1 - \frac{n\omega_H}{\omega} \right)^2} J_n^2(x_2) + \frac{v_\phi^2}{c^2} J_n'^2(x_2) \right\} \Bigg\}, \quad (2.21)
\end{aligned}$$

де $x_0 = \frac{v_\phi}{v_z} \frac{\omega}{|\omega_H|} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1}$; $x_1 = \frac{v_\phi}{v_z} \frac{\omega}{|\omega_H|} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - \left(n \frac{\omega_H}{\omega} + 1 \right)^2}$;

$x_2 = \frac{v_\phi}{v_z} \frac{\omega}{|\omega_H|} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - \left(n \frac{\omega_H}{\omega} - 1 \right)^2}$. Формула (2.21) справедлива, коли x_1 і x_2 є

дійсними. Це означає, що магнітогальмівне випромінювання частинки реалізується в обмеженому інтервалі частот і азимутальних індексів n : $n_{c1} \leq n \leq n_{c2}$. Для другого доданка у виразі (2.21) $n_{c1} = \omega(-\beta\sqrt{\varepsilon}-1)/|\omega_H|$ і $n_{c2} = \omega(\beta\sqrt{\varepsilon}-1)/|\omega_H|$, а для третього – $n_{c1} = \omega(-\beta\sqrt{\varepsilon}+1)/|\omega_H|$ і $n_{c2} = \omega(\beta\sqrt{\varepsilon}+1)/|\omega_H|$.

На рис. 2 наведено залежності спектральної густини потужності втрат електрона (w_v) (підінтегральний вираз в (2.21), $\frac{dW_v}{dt} = \int w_v d\omega$) на випромінювання в безмежному середовищі з $\varepsilon = 2,04$ (фторопласт) під час його руху зі швидкістю $v_z = 0,8c$ в повздовжньому магнітному полі с напруженістю H_0 по спіральній траєкторії з ларморівським радіусом $\rho_0 = 4$ см.

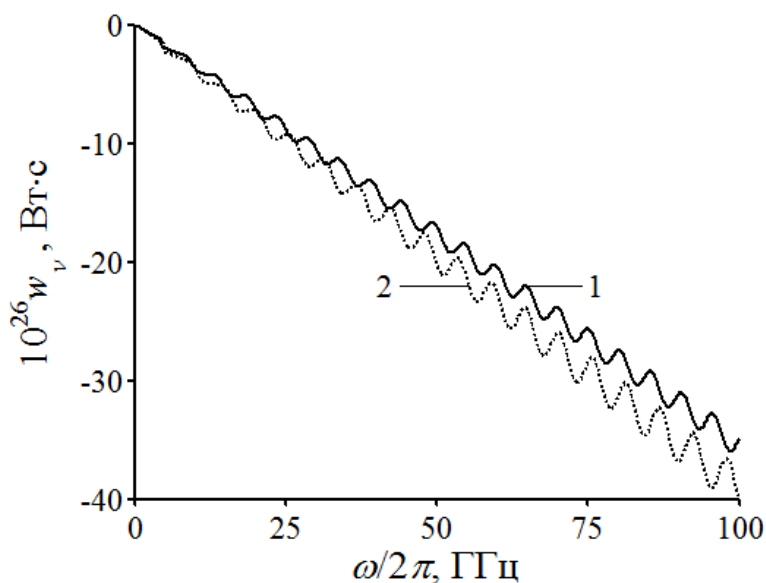


Рисунок 2.2 – Спектральная густина потужності втрат електрона, який рухається з повздовжньою швидкістю $0,8c$ в середовищі з $\varepsilon = 2,04$ по спіральній траєкторії з радіусом 4 см в повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 : (1) — $0,8$, кЕ; (2) — 4 , кЕ

Зазначимо, що при $q^2 > 0$ формулу (2.21) можна отримати не вдаючись до граничних умов при $\rho = \rho_0$. Дійсно, подамо поля частинки у вигляді розкладання за функціями Бесселя ($\rho < \rho_0$):

$$E_{zn}^e(\rho) = \int_0^\infty \kappa E_{zn}^e(\kappa, q_z, \omega) J_n(\kappa \rho) d\kappa, \quad (2.22)$$

$$H_{zn}^e(\rho) = \int_0^\infty \kappa H_{zn}^e(\kappa, q_z, \omega) J_n(\kappa \rho) d\kappa.$$

Таке подання обумовлено тим, що густину заряду Q_n в рівняннях (2.8.1) і (2.8.2) можна представити у вигляді

$$Q_n = \frac{e}{(2\pi)^2} \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z) \int_0^\infty \kappa J_n(\kappa \rho) J_n(\kappa \rho_0) d\kappa.$$

Тоді з рівнянь (2.8.1) і (2.8.2) знаходимо

$$\begin{aligned} E_{zn}^e(\kappa, q_z, \omega) &= \frac{ie}{\pi} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - \frac{q_z}{\varepsilon} \right) J_n(\kappa \rho_0) \frac{\delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z)}{\kappa^2 - q^2}; \\ H_{zn}^e(\kappa, q_z, \omega) &= -\frac{ev_\phi \kappa}{\pi c} J'_n(q\rho_0) \frac{\delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z)}{\kappa^2 - q^2}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

При інтегруванні в (2.22) за κ враховуємо особливість підінтегральних функцій (2.23), які містять полюс $\kappa^2 = q^2 = \varepsilon \omega^2 / c^2 - q_z^2$. Обхід цієї особливості точки визначається малою уявною частиною діелектричної проникності ε . В результаті при $\varepsilon = 1$ (у вакуумі) отримаємо

$$\begin{aligned} E_{zn}^e(\rho) &= -\frac{e}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - q_z \right) J_n(q\rho_0) J_n(q\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z), \\ H_{zn}^e(\rho) &= -i \frac{e}{2} \frac{v_\phi}{c} q J'_n(q\rho_0) J_n(q\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z). \end{aligned}$$

Видно, що ці поля трохи відрізняються від виразів (2.2.1). Однак, враховуючи співвідношення (2.20), можна переконатися, що згідно з (2.7) поля $E_{zn}^e(\rho)$ і $H_{zn}^e(\rho)$ співпадають в обох випадках.

Зазначимо, що вираз (2.21) відрізняється від результатів Дж. Бекефі (формула 6.15 [10]) тим, що в ньому знайдено втрати енергії частинки як на черенковське випромінювання $\beta^2 \varepsilon > 1$, так і на магнітогальмівне випромінювання. При $v_\phi = 0$ і $\rho_0 = 0$ ми отримаємо вираз для втрат енергії

частинки в одиницю часу, аналогічне формулі (115.3), наведеній у книзі [11]. В принципі, може бути реалізовано випадок, коли $v_\phi = 0$, але ρ_0 відмінне від нуля (маємо на увазі заряджене кільце, яке рухається з поступальною швидкістю v_z). Тоді формула (2.21) для втрат енергії зарядженого кільця на черенковське випромінювання приймає вигляд

$$\frac{dW_v}{dt} = \frac{-e_h^2}{v_z} \int_0^\infty \frac{\omega}{\varepsilon} (\beta^2 \varepsilon - 1) J_0^2(x_0) d\omega, \quad (2.24)$$

де e_h – заряд кільця і $x_0 = \frac{\rho_0 \omega}{v_z} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1}$. В цьому випадку виникають особливості втрат енергії в одиницю часу на випромінювання, що пов'язані з поведінкою квадрата функції Бесселя. Видно, що втрати енергії зарядженого кільця перетворюються на нуль, якщо $q\rho_0$ збігається з коренями функції Бесселя нульового порядку. Залежність спектральної густини втрат енергії зарядженого кільця в одиницю часу (підінтегрального виразу в (2.24)) показано на рис. 2.3. Її особливість пов'язана з тим, що поле кільця описується осцилюючою функцією частоти.

Слід звернути увагу, що формула (2.21) при $\varepsilon = 1$ і $\beta^2 > (1 - n |\omega_H| / \omega)^2$ описує тільки магнітогальмівне випромінювання зарядженої частинки в безмежному середовищі і набуває вигляду

$$\frac{dW_v}{dt} = -\frac{e^2}{v_z} \int_0^\infty \omega \sum_n \left\{ \frac{[\beta^2 - (1 + n\omega_H / \omega)]^2}{\beta^2 - (1 + n\omega_H / \omega)^2} J_n^2(x_1) + \frac{v_\phi^2}{c^2} J_n'^2(x_1) \right\} d\omega. \quad (2.25)$$

Тут інтегрування за ω і підсумовування за n здійснюється в області, для якої виконується умова

$$-\frac{\beta+1}{|\omega_H|} < \frac{n}{\omega} < \frac{\beta-1}{|\omega_H|}. \quad (2.26)$$

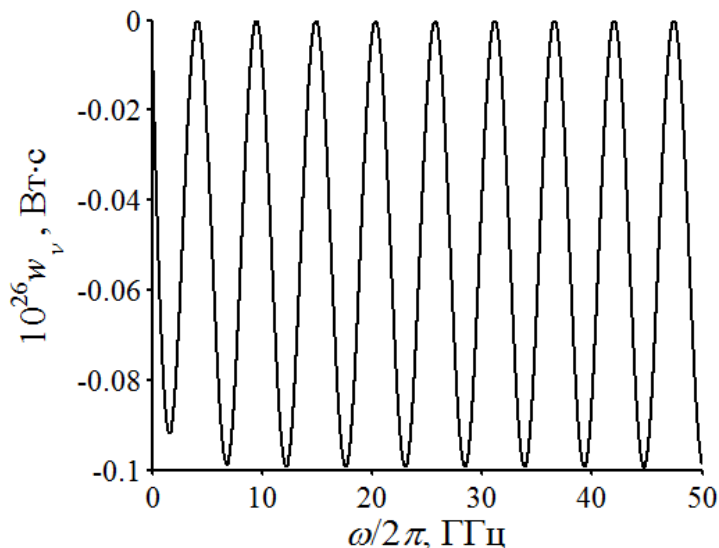


Рисунок 2.3 – Частотна залежність спектральної густини втрат енергії в одиницю часу зарядженого кільця з радіусом 4 см, яке рухається прямолінійно зі швидкістю $0,8c$ в суцільному середовищі з $\varepsilon = 2,04$

На рис. 2.4 наведено залежності гармонік (спектральних складових) густини втрат енергії електрона від його азимутальної швидкості. Електрон рухається у вакуумі ($\varepsilon = 1$) з повздовжньою швидкістю $0,8c$ по спіральній траєкторії в повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 , яка дорівнює 2 кЕ (крива 1) або 4 кЕ (крива 2). З рисунка випливає, що при фіксованих значеннях n втрати енергії частинки на випромінювання ростуть зі збільшенням її азимутальної (поперечної) швидкості v_φ . Причому випромінювання на високих гармоніках має осцилюючий характер. З ростом n рівень втрат енергії частинки зменшується, а також звужується інтервал швидкості обертального руху v_φ , в якому реалізується магнітогальмівне випромінювання. При наближенні швидкості частинки v до швидкості світла c втрати її енергії зникають. Зазначимо, що кожна гармоніка вносить різний внесок в загальні втрати енергії частинки на випромінювання.

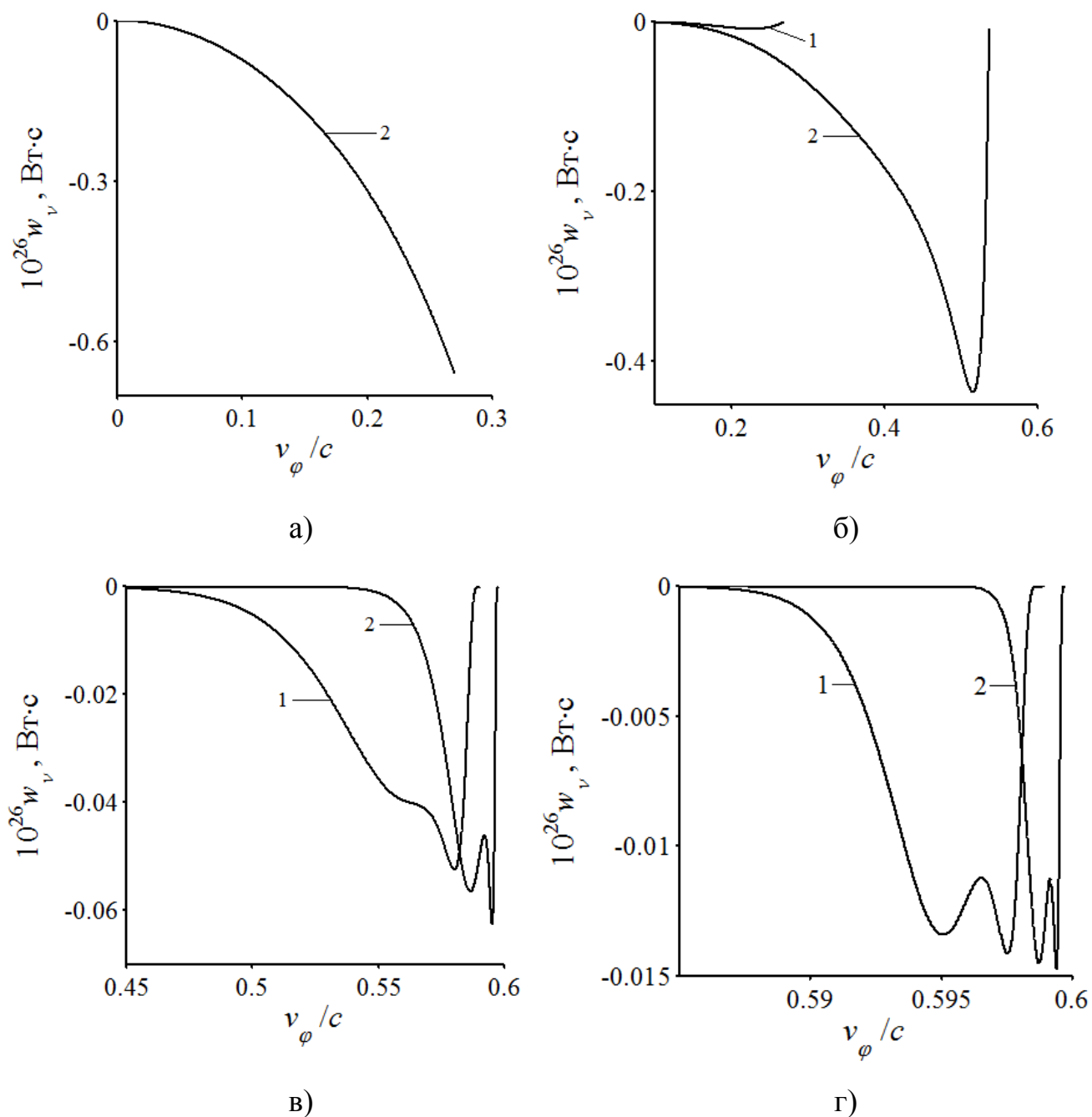


Рисунок 2.4 – Залежності гармонік спектральної густини втрат енергії електрона на частоті 30 ГГц від його азимутальної швидкості: а) $n = 1$; б) $n = 2$; в) $n = 10$; г) $n = 30$ в повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 : (1) — 2, кЕ; (2) — 4, кЕ

На рис. 2.5 наведено залежності спектральної густини втрат енергії електрона, повздовжня швидкість електрона дорівнює $0,8c$, від величини його азимутальної швидкості (див. рис. 2.5(а)) і величини напруженості зовнішнього

магнітного поля (див. рис. 2.5(б)) при $v_\varphi = 0,5c$. Криві 1 і 2 на рис. 2.5(а) відповідають його руху в зовнішніх повздовжніх магнітних полях з напруженостями 2 кЕ і 4 кЕ відповідно. Видно, що спектральна густина втрат енергії має осцилюючий характер. З ростом v_φ спочатку втрати енергії частинки зростають (див. рис. 2.5(а)). Однак з деяких значень v_φ певний набір гармонік, які беруть участь у формуванні магнітогальмівного випромінювання, змінюється. При цьому зникають нижчі (з малим індексом n) гармоніки, які дають найбільший енергетичний внесок у випромінювання. В результаті маємо інтервали швидкостей v_φ , в яких втрати енергії частинки зменшуються зі зростанням v_φ . До того ж при зникненні високоенергетичних гармонік, особливо в процесі руху частинки у великому магнітному полі, спостерігається майже "стрибкоподібне" спадання втрат її енергії на випромінювання (див. рис. 2.5(а)). З рис. 2.5(а) видно, що існують швидкості обертального руху електрона, при яких спостерігаються максимуми втрат його енергії на випромінювання. За швидкості електрона $v \rightarrow c$ втрати його енергії зникають. Зазначимо, що з ростом напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 втрати енергії частинки на випромінювання зростають. Це обумовлено тим, що при малих значеннях напруженості зовнішнього магнітного поля у формуванні магнітогальмівного випромінювання не беруть участь нижчі (з малим індексом n) гармоніки, що впливає з умови (2.26). З ростом H_0 певний набір гармонік у втратах енергії частинки (2.25) змінюється, причому з'являється енергетичний внесок нижчих гармонік, а зникає внесок вищих гармонік. Поява нижчих гармонік супроводжується більш вагомим внеском у зростання втрат енергії частинки на випромінювання, ніж зникнення внеску вищих гармонік в їх спадання. В результаті маємо інтервали значень напруженості зовнішнього магнітного поля, в яких спостерігається майже "стрибкоподібне" зростання втрат енергії частинки на магнітогальмівне випромінювання (див. рис. 2.5(б)).

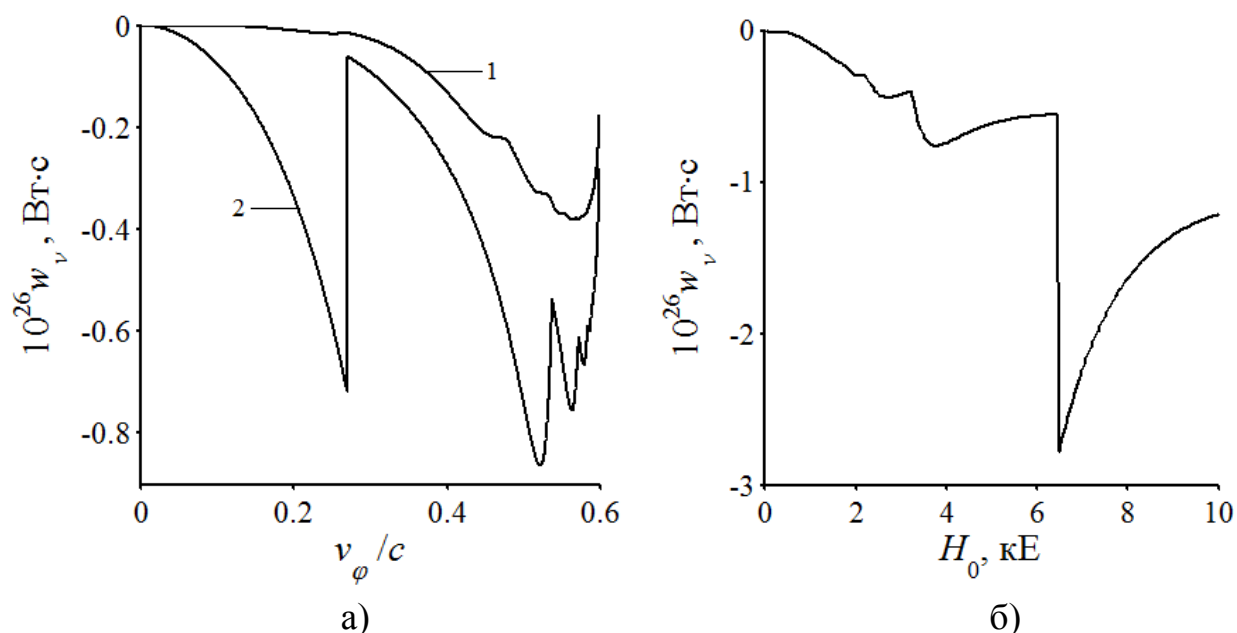


Рисунок 2.5 – Залежності спектральної густини втрат енергії електрона на частоті 30 ГГц від азимутальної швидкості (а) і напруженості зовнішнього магнітного поля (б)

На рис. 2.6 наведено залежності спектральних густин втрат енергії електрона (підінтегрального виразу в (2.25)) на випромінювання від частоти під час його руху в повздовжніх магнітних полях з напруженостями H_0 по спіральним траєкторіям з ларморовськими радіусами ρ_0 в безмежному середовищі з $\varepsilon = 1$ (вакуумі). Зі зростанням частоти випромінюваної хвилі середній рівень втрат енергії частинки в одиницю часу спочатку зростає, а потім спадає. При цьому, чим більше значення напруженості зовнішнього магнітного поля, тим ширше інтервал частот магнітогальмівного випромінювання. Обмеженість частотних діапазонів спектральних складових (див. рис. 2.7) та нерівнозначність їх внесків у втрати енергії частинки на випромінювання приводять до осцилюючої залежності спектральної густини втрат енергії в одиницю часу від частоти. Це особливо проявляється в області низьких частот (див. рис. 2.6). Максимуми спектральних густин втрат енергії частинки, що рухається у вакуумі з постійною повздовжньою швидкістю по спіральній траєкторії, визначаються значеннями її азимутальної (поперечної)

швидкості та напруженості зовнішнього аксіального магнітного поля і спостерігаються на частотах, які близькі до частот, що кратні $\omega_H / (1 - \beta)$ (рис. 2.6).

На рис. 2.7 наведено залежності спектральних складових (гармонік) густини втрат енергії електрона від частоти його магнітогальмівного випромінювання у вакуумі. Видно, що кожна гармоніка вносить енергетичний внесок у втрати енергії на випромінювання в обмеженому інтервалі частот $\Delta\omega$, який згідно з (2.26) визначається виразом $\Delta\omega = 2\beta n |\omega_H| / (1 - \beta^2)$. Зазначимо, що збільшення напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 приводить до розширення частотного діапазону $\Delta\omega$ і зростання рівня втрат енергії електрона в одиницю часу. Таким чином, за рахунок поступального руху частинки розширюється область частот магнітогальмівного випромінювання частинки (розширюється резонансна лінія). Для кожної гармоніки екстремуми втрат енергії електрона спостерігаються на частотах, близьким до частот $n |\omega_H| / (1 - \beta)$.

2.3 Втрати енергії частинки, що рухається у вакуумі по спіральній траєкторії над ідеально-провідним циліндром

Вираз для втрат енергії частинки, що рухається у вакуумі ($\varepsilon = 1$) по спіральній траєкторії поблизу бічної поверхні ідеально-провідного металевого циліндра, на магнітогальмівне випромінювання мають вигляд [13]:

$$\begin{aligned} \frac{dW_m}{dt} = & -\frac{e^2}{v_z} \int_0^\infty \omega \sum_n \left\{ \frac{[\beta^2 - (1 - n |\omega_H| / \omega)]^2}{\beta^2 - (1 - n |\omega_H| / \omega)^2} \times \right. \\ & \times \frac{J_n(q_0 \rho_0) N_n(q_0 \rho_1)}{J_n^2(q_0 \rho_1) + N_n^2(q_0 \rho_1)} [J_n(q_0 \rho_0) N_n(q_0 \rho_1) - J_n(q_0 \rho_1) N_n(q_0 \rho_0)] + \\ & \left. + \frac{v_\phi^2}{c^2} \frac{J'_n(q_0 \rho_0) N'_n(q_0 \rho_1)}{J_n'^2(q_0 \rho_1) + N_n'^2(q_0 \rho_1)} [J'_n(q_0 \rho_0) N'_n(q_0 \rho_1) - J'_n(q_0 \rho_1) N'_n(q_0 \rho_0)] \right\} d\omega, \end{aligned}$$

де $q_0 = \frac{\omega}{v_z} \sqrt{\beta^2 - \left(1 - n \frac{|\omega_H|}{\omega}\right)^2}$ і підсумовування за n здійснюється в обмеженій області $(1 - \beta)\omega/|\omega_H| < n < (1 + \beta)\omega/|\omega_H|$. При $\rho_1 \rightarrow 0$ отримаємо вираз (2.25).

Вираз для втрат отримано підставленням тангенційних складових полів $E_{zn}(\rho)$ і $E_{\varphi n}(\rho)$ у формулу (2.9), де

$$E_{zn}(\rho) = A H_n(q\rho) - \frac{e}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - q_z \right) J_n(q\rho_0) J_n(q\rho) \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z),$$

$$E_{\varphi n}(\rho) = -\frac{nq_z}{\rho q^2} A H_n(q\rho) - \frac{i\omega}{cq} B H'_n(q\rho) + \\ + \frac{e}{2} \left[\frac{nq_z}{\rho q^2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - q_z \right) J_n(q\rho_0) J_n(q\rho) - \frac{\omega v_\varphi}{c^2} J'_n(q\rho_0) J'_n(q\rho) \right] \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z).$$

На поверхні $\rho = \rho_1$ виконуються умови рівності нулю компонент $E_{zn}(\rho)$ і $E_{\varphi n}(\rho)$. З цих умов визначаються константи A і B , які мають вигляд

$$A = \frac{e}{2} \left(\frac{\omega v_z}{c^2} - q_z \right) \frac{J_n(q\rho_0) J_n(q\rho_1)}{H_n(q\rho_1)} \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z),$$

$$B = \frac{ieq v_\varphi}{2c} \frac{J'_n(q\rho_0) J'_n(q\rho_1)}{H'_n(q\rho_1)} \delta(\omega + n\omega_H - q_z v_z).$$

Зазначимо, що виконання умови $E_{\varphi n}(\rho_1) = E_{zn}(\rho_1) = 0$ зводиться до рівності нулю похідної тангенційної складової магнітного поля при $\rho = \rho_1$.

Залежності спектральних густин втрат енергії електрона в одиницю часу на випромінювання від частоти наведено на рис. 2.8.

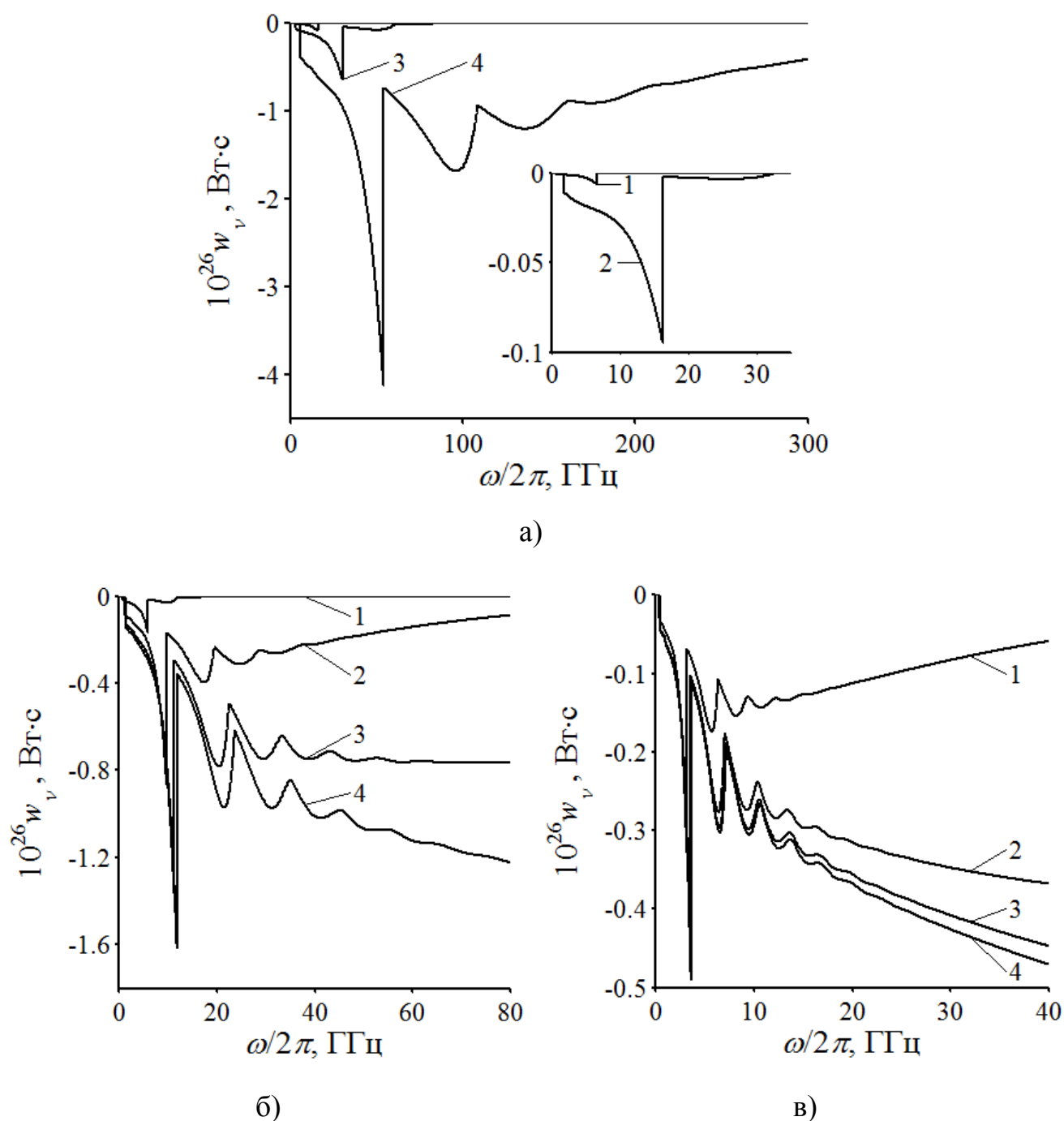
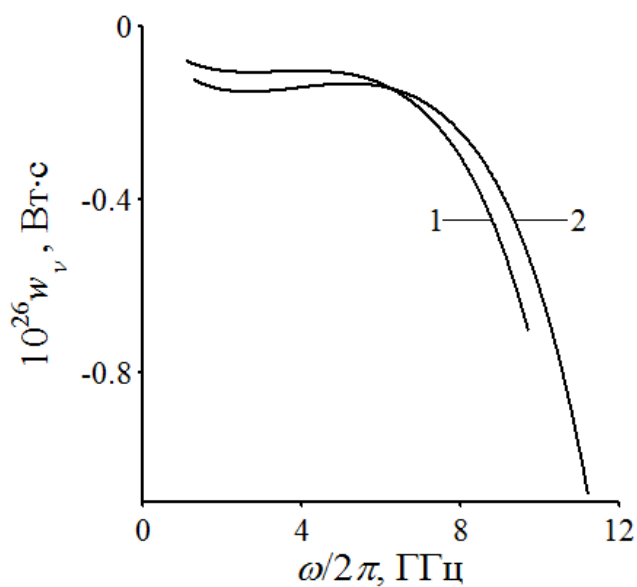
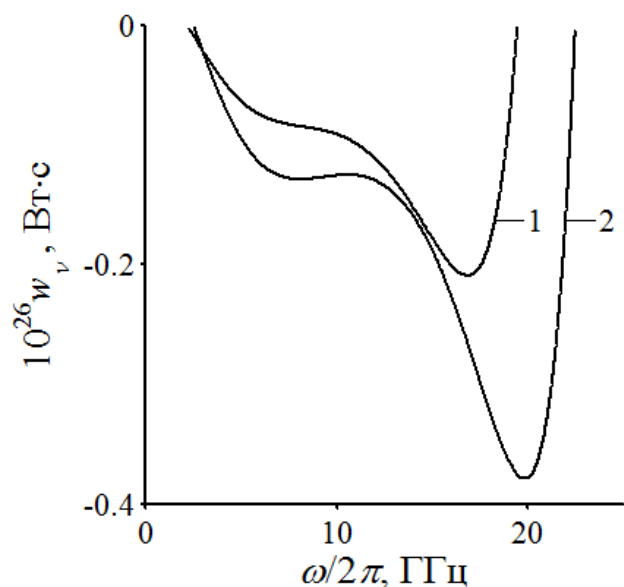


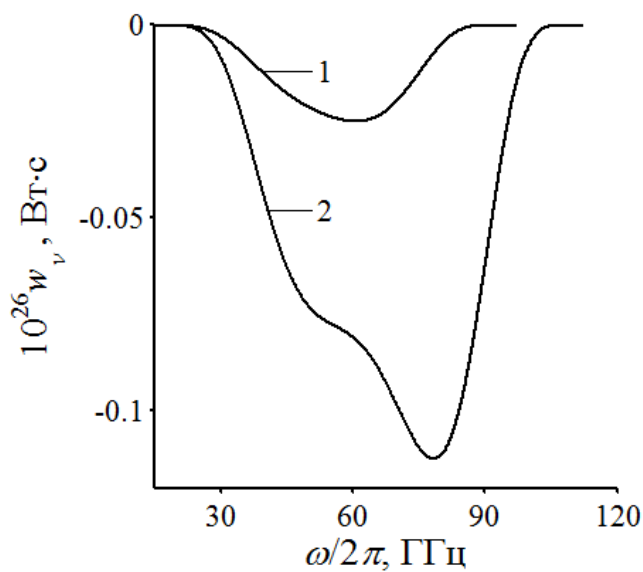
Рисунок 2.6 – Залежності спектральної густини втрат енергії від частоти випромінювання електрона, що рухається у вакуумі з повздовжньою швидкістю $0,8c$ по спіральній траєкторії з радіусом $\rho_0 = 0,2$ см (а); $1,2$ см (б) і 4 см (в) у повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 : (1) — $0,8$, кЕ; (2) — 2 , кЕ; (3) — 4 , кЕ; (4) — 10 , кЕ



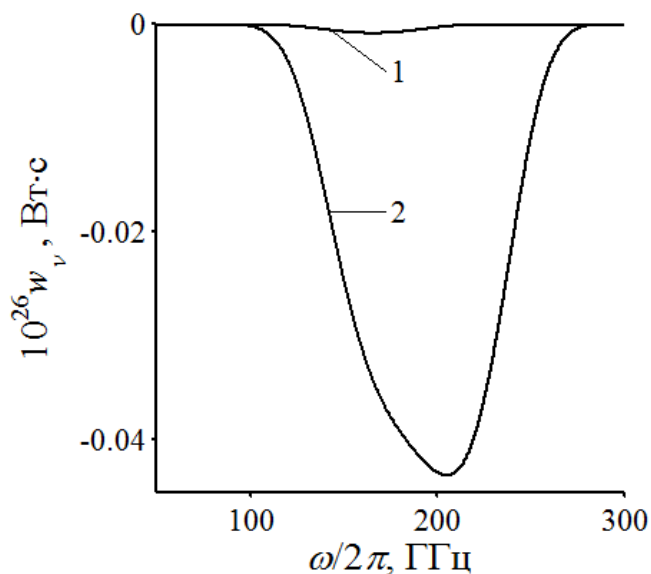
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.7 – Залежності спектральних складових ($n = 1$ (а); 2 (б); 10 (в) і 30 (г)) густини втрат енергії від частоти випромінювання електрона, що рухається у вакуумі з повздовжньою швидкістю $0,8c$ по спіральній траєкторії з радіусом $1,2$ см в повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 :

(1) — $0,8$, кЕ; (2) — 4 , кЕ

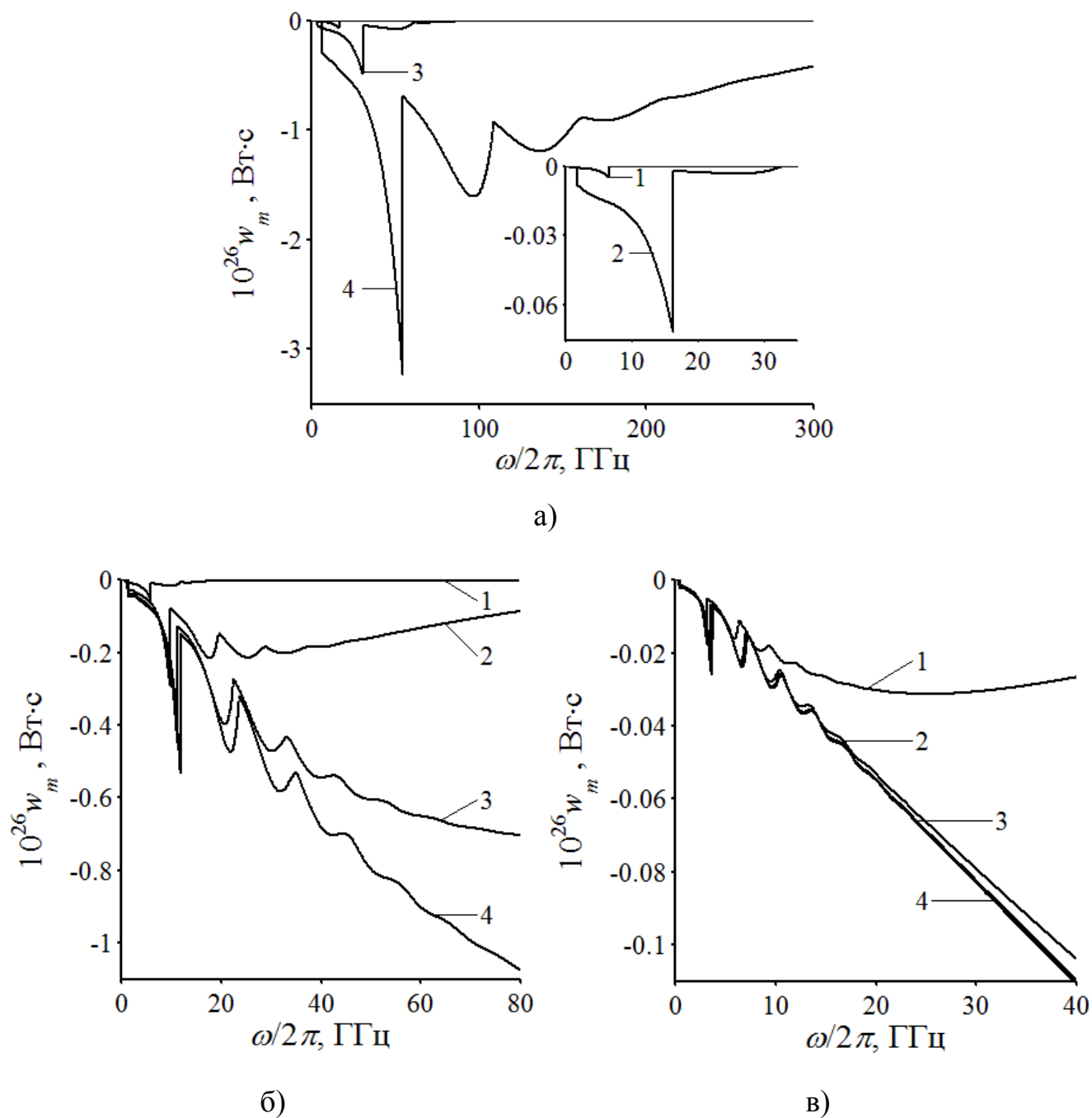


Рисунок 2.8 – Залежності спектральної густини втрат енергії від частоти випромінювання електрона, що рухається у вакуумі з повздовжньою швидкістю $0,8c$ по спіральній траєкторії з радіусом $\rho_0 = 0,2$ см (а); $1,2$ см (б) і 4 см (в) співвісно металевому циліндру з радіусом ρ_1 ($\rho_1 = 0,1$ см (а); 1 см (б) і $3,9$ см (в)) у повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 : (1) — $0,8$, кЕ; (2) — 2 , кЕ; (3) — 4 , кЕ; (4) — 10 , кЕ

Електрон рухається з повздовжньою швидкістю $v_z = 0,8c$ по спіральній орбіті з радіусом ρ_0 співвісно ідеально-провідному циліндру з радіусом ρ_1 у повздовжньому магнітному полі з напруженістю H_0 . Наявність провідного циліндра приводить до зниження рівня втрат енергії частинки в одиницю часу на магнітогальмівне випромінювання через інтерференцію випромінюваної нею хвилі і відбитої хвилі від поверхні циліндра. Причому чим більше радіус провідного циліндра і, відповідно, ларморівський радіус частинки, тим значно менші втрати енергії частинки на випромінювання у порівнянні з її рухом у безмежному вакуумному середовищі. Енергія електромагнітного випромінювання частинки, що рухається рівномірно, викликаного ефектом Доплера, має осцилюючий характер через обмеженість частотних діапазонів спектральних складових і нерівнозначності їх внесків у її спектральну густину втрат енергії. Як і під час руху електрона в безмежному вакуумному середовищі, екстремуми спектральних густин втрат енергії частинки в одиницю часу спостерігаються на частотах, які кратні $\omega_H / (1 - \beta)$.

2.4 Втрати енергії частинки на збудження власних хвиль діелектричного циліндра під час руху у вакуумі по спіральній траєкторії

Втрати енергії зарядженої частинки, що рухається у вакуумі ($\varepsilon = 1$) по спіральній траєкторії поблизу бічної поверхні діелектричного циліндра з проникністю ε_1 , на збудження власних хвиль циліндра при виконанні нерівностей $\omega^2 / c^2 < q_z^2$ і $\varepsilon_1 \omega^2 / c^2 > q_z^2$ (тобто $\beta^2 \varepsilon_1 > (1 - n|\omega_H|/\omega)^2$) визначаються виразом [13]:

$$\frac{dW_\Sigma}{dt} = e \sum_n \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \frac{1}{\Delta_n} \left[\left(v_z + \frac{nq_z v_\varphi}{\rho_0 k^2} \right) K_n(k\rho_0) \Delta_{1n} - i \frac{\omega v_\varphi}{ck} K'_n(k\rho_0) \Delta_{2n} \right] dq_z + \text{к.с.},$$

де $\kappa.c.$ позначає комплексно-спряжений вираз.

Взявши до уваги полюси $\Delta_n = 0$, після інтегрування отримуємо

$$\frac{dW_\Sigma}{dt} = -\frac{2e^2}{v_z c} \sum_n \sum_s \frac{1}{\Delta'_{n\omega}(\omega_p)} \frac{\omega_p}{k_p^2 \rho_1} \frac{K_n(k_p \rho_1)}{K_n(k_p \rho_0)} \left[\left(v_z + \frac{nq_{zp} v_\varphi}{\rho_0 k_p^2} \right) K_n(k_p \rho_0) \Delta_{1n} - \right. \\ \left. - \frac{\omega_p v_\varphi}{ck_p} \frac{\alpha}{\delta} K'_n(k_p \rho_0) \Delta_{2n} \right] \left[K_n(k_p \rho_0) \left(\frac{\omega_p v_z}{c^2} - q_{zp} \right) \delta + \frac{v_\varphi}{c} \alpha k_p K'_n(k_p \rho_0) \right],$$

$$\text{де} \quad \delta = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{1}{q_{1p}} \frac{J'_n(q_{1p} \rho_1)}{J_n(q_{1p} \rho_1)} + \frac{1}{k_p} \frac{K'_n(k_p \rho_1)}{K_n(k_p \rho_1)} \right); \quad \alpha = \frac{nq_{zp}}{\rho_1} \left(\frac{1}{q_{1p}^2} + \frac{1}{k_p^2} \right);$$

$$\Delta'_{n\omega}(\omega_p) = \left. \frac{\partial \Delta_n}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_p}; \quad q_{zp}, \quad k_p \quad \text{і} \quad q_{1p} - \text{значення } q_z, \quad k \quad \text{і} \quad q_1 \text{ на частоті власної}$$

хвилі циліндра ω_p , де модовий індекс $p \equiv ns$ (n і s – азимутальний і

радіальний індекси відповідно). Таким чином, $\frac{dW_\Sigma}{dt} = \sum_n \sum_s \frac{dW_p}{dt}$. Частота ω_p

визначається з умови $\Delta_n = 0$, а точніше з рівності нулю виразу у фігурних дужках (2.3). Підсумовування за радіальним індексом s є обмеженим, оскільки кількість доданків, по суті, визначається кількістю точок перетину прямих $\omega = q_z v_z \pm n\omega_H$ і дисперсійних кривих $\Delta_n = 0$, що обумовлено резонансною взаємодією рухомої зарядженої частинки з власними модами циліндра. Цілком очевидно, що ця кількість точок (резонансів) обмежена через кінцеву швидкість $v_z < c$ і максимальну величину хвильового числа q_z , що обумовлено атомарним розміром.

Зазначимо, що у випадку, коли $\beta^2 \varepsilon_1 < (1 - n |\omega_H| / \omega)^2$ (тобто $\varepsilon_1 \omega^2 / c^2 < q_z^2$, що тотожно $q_1^2 < 0$) і ε_1 не має частотної дисперсії (інакше кажучи $\varepsilon_1 > 1$), в розглядуваній структурі відсутні власні коливання. Отже, заряджена частинка не втрачає енергію на збудження власних хвиль в

структурі.

2.5 Втрати енергії частинки (макрочастинки) на збудження симетричних мод діелектричного циліндра

Дисперсійне рівняння власних симетричних хвиль (коливань) $\Delta_0 = 0$ (2.3) розпадається на два незалежних співвідношення, які відповідають хвилям Е-типу зі складовою $H_z = 0$ і хвилям Н-типу з $E_z = 0$. Оскільки $n=0$, то у випадку руху частинки по спіральній траєкторії у вакуумі $q_z = \omega / v_z$ і $q^2 = -(1 - \beta^2) \omega^2 / v_z^2$ є від'ємною величиною. Отже, згідно з (2.3.2) дисперсійні залежності власних симетричних мод Н і Е типів діелектричного циліндра відповідно визначаються розв'язками рівнянь $\Delta_0^H = 0$ і $\Delta_0^E = 0$, де

$$\Delta_0^H = \frac{q_1}{\beta^2 \varepsilon_1 - 1} \frac{J'_0(q_1 \rho_1)}{J_0(q_1 \rho_1)} + \frac{k}{1 - \beta^2} \frac{K'_0(k \rho_1)}{K_0(k \rho_1)},$$

$$\Delta_0^E = \frac{\varepsilon_1 q_1}{\beta^2 \varepsilon_1 - 1} \frac{J'_0(q_1 \rho_1)}{J_0(q_1 \rho_1)} + \frac{k}{1 - \beta^2} \frac{K'_0(k \rho_1)}{K_0(k \rho_1)}.$$

Залежності частот власних симетричних хвиль ω_p (де $p \equiv 0s$) фторопластового ($\varepsilon_1 = 2,04$) циліндра з радіусом $\rho_1 = 3,9$ см від хвильового числа q_z (розв'язки рівнянь $\Delta_0^E = 0$) наведено на рис. 2.9. Криві 1, 2 і 3 є дисперсійними залежностями власних E_{01} , E_{02} і E_{03} симетричних мод (хвиль) відповідно. Пряма 4 відображує залежність частоти випромінювання зарядженого кільця (або частинки) від хвильового числа: $\omega = q_z v_z$. Кільце з зарядом e_h рухається у вакуумі прямолінійно з повздовжньою швидкістю $v_z = 0,8c$ паралельно твірній діелектричного циліндра. Очевидно, що свою енергію кільце віддає в режимі резонансної черенковської взаємодії з полем власних хвиль циліндра. При цьому частоти збуджуваних симетричних хвиль

ω_p визначаються перетином їх дисперсійних кривих 1-3 і прямої 4. Черенковське випромінювання в циліндрі здійснюється на відстані між його бічною поверхнею і макрочастинкою, яка не перевищує довжину хвилі випромінювання [1].

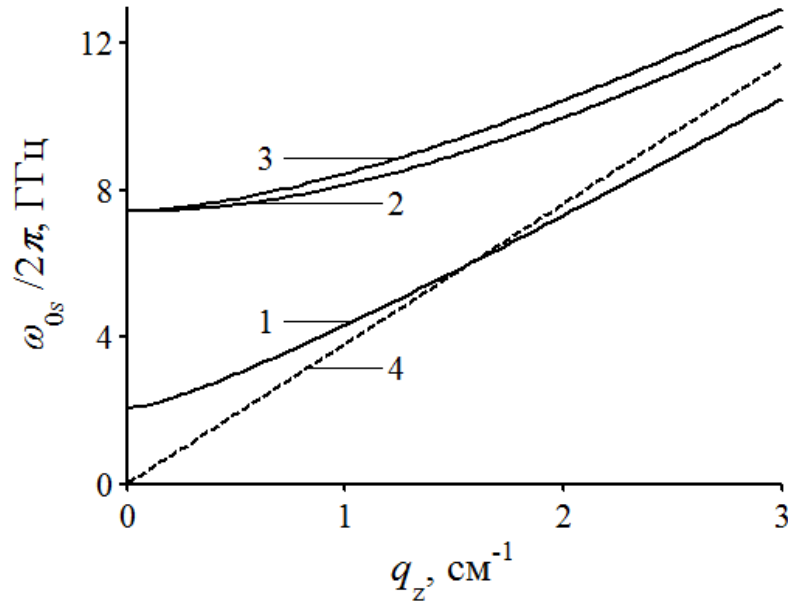


Рисунок 2.9 – Дисперсійні залежності власних симетричних мод E_{01} , E_{02} і E_{03} фторопластового циліндра 1-3 і випромінюваної хвилі зарядженого кільця 4

Втрати енергії зарядженої частинки, що рухається по спіральній траєкторії навколо діелектричного циліндра, на збудження його симетричних хвиль визначаються наступним чином [13]:

$$\begin{aligned} \frac{dW_{0s}}{dt} = & -\frac{2e^2(1-\beta^2)}{v_z} \int_0^\infty \omega \frac{\gamma_1 K_0^2(k\rho_0) I_0(k\rho_1)}{K_0(k\rho_1)} \delta(\Delta_0^E) d\omega - \\ & - \frac{2e^2 \omega_H^2 \rho_0^2}{c^2 \sqrt{1-\beta^2}} \int_0^\infty \frac{\gamma_2 k K_0'^2(k\rho_0) I_0(k\rho_1)}{K_0(k\rho_1)} \delta(\Delta_0^H) d\omega, \end{aligned} \quad (2.27)$$

де $\delta(\Delta_0^E)$ і $\delta(\Delta_0^H)$ – варіації змінних Δ_0^E і Δ_0^H відповідно,

$$\gamma_1 = \frac{\varepsilon_1 q_1}{\beta^2 \varepsilon_1 - 1} \frac{J'_0(q_1 \rho_1)}{J_0(q_1 \rho_1)} + \frac{k}{1 - \beta^2} \frac{I'_0(k \rho_1)}{I_0(k \rho_1)},$$

$$\gamma_2 = \frac{q_1}{\beta^2 \varepsilon_1 - 1} \frac{J'_0(q_1 \rho_1)}{J_0(q_1 \rho_1)} + \frac{k}{1 - \beta^2} \frac{I'_0(k \rho_1)}{I_0(k \rho_1)}.$$

Перший доданок у (2.27) описує втрати енергії частинки, які обумовлені її поступальним рухом вздовж осі Z . Другий пов'язаний з її рухом по спіральній траєкторії. В першому випадку в циліндрі збуджуються власні хвилі Е-типу з $H_z = 0$ і законом дисперсії $\Delta_0^E = 0$, в другому – Н-типу з $E_z = 0$ і $\Delta_0^H = 0$.

Для отримання виразу (2.27) брали до уваги, що мала уявна частина діелектричної проникності ε_1'' є додатною величиною при $\omega > 0$. Крім того, використовувалась формула Сохоцького [12, 109]:

$$\lim_{\xi \rightarrow +0} 1/(\Delta_n + i\xi) = -i\pi\delta(\Delta_n) + P/\Delta_n,$$

$$\lim_{\xi \rightarrow -0} 1/(\Delta_n - i\xi) = i\pi\delta(\Delta_n) + P/\Delta_n,$$
(2.28)

де P – головне значення інтеграла Коші.

2.6 Висновки до розділу 2

Таким чином, розв'язана задача про втрати в одиницю часу енергії зарядженої частинки, що рухається по спіральній траєкторії. Знайдено поля, які створюються частинкою, і проаналізовано їх структури. Ці поля представляють собою набір просторово-часових гармонік (спектральних складових). Кожна складова поля характеризується частотою та хвильовим вектором (хвильовим

числом). У випадку прямолінійного руху зарядженої частинки електромагнітне поле, яке створюється нею, є аксіально-симетричним і в циліндричній системі координат не залежить від кутової координати. Проекція хвильового вектора поля на напрямок руху частинки (повздовжнє хвильове число) дорівнює відношенню частоти до швидкості частинки. Другою просторовою характеристикою складової поля є радіальне (поперечне) хвильове число. Якщо швидкість частинки перевищує фазову швидкість хвилі, що реалізується в матеріальному середовищі, то виникає добре відоме випромінювання Вавилова–Черенкова. При цьому радіальне хвильове число є дійсною величиною, а залежність амплітуди поля хвилі від радіуса описується функцією Бесселя. Іншими словами, поля частинки є вихідними від неї хвилями.

Якщо ж частинка рухається у вакуумі, поперечне хвильове число є уявною величиною. Електромагнітне поле локалізується поблизу частинки, а її залежність від радіуса описується модифікованою функцією Бесселя. Випромінювання Вавилова–Черенкова відсутнє. Електромагнітні поля, які створюються зарядженим кільцем, що рухається у вакуумі, також описуються модифікованими циліндричними функціями. Тому під час руху над діелектричним циліндром кільце втрачає енергію, якщо в циліндрі збуджуються власні коливання, тобто виконується умова черенковського випромінювання. В цьому випадку залежність поля хвилі від радіуса поза циліндром описується функцією Макдональда, а всередині циліндра – функцією Бесселя. Значить, реалізується повне внутрішнє відбивання хвилі від поверхні циліндра.

В постійному магнітному полі, коли частинка рухається по гвинтовій лінії, вона являє собою осцилятор, поле якого залежить від кутової координати. Спектральна складова поля додатково (в порівнянні з прямолінійним рухом) характеризується азимутальним хвильовим числом. Від його величини і знаку залежать повздовжнє і поперечне хвильові числа. Таким чином, весь нескінченний набір спектральних складових поля розділяється на дві групи в залежності від азимутальних хвильових чисел. Для однієї з них поперечні хвильові числа є дійсними величинами. Такі спектральні складові

представляють собою вихідні від частинки хвилі. Вони викликають втрати енергії частинки у вакуумі (магнітогальмівне випромінювання).

Показано, що присутність металевого циліндра приводить до зниження рівня втрат через інтерференцію в точці знаходження частинки випроміненої хвилі та хвилі, відбитої від його поверхні.

Друга група спектральних складових поля з уявними поперечними хвильовими числами забезпечує втрати енергії частинки на збудження власних хвиль в діелектричному циліндрі. Хвилі всередині діелектричного хвилеводу характеризуються при цьому дійсними поперечними хвильовими числами.

Отримано вирази для втрат енергії рухомого заряду, які мають універсальний характер. Проаналізовано різні окремі випадки, а саме: втрати енергії зарядженого кільця в процесі поступального руху, втрати енергії зарядженої частинки під час руху по спіральній траєкторії над металевим або діелектричним циліндром.

РОЗДІЛ 3

МЕХАНІЗМИ ЗБУДЖЕННЯ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ В ЦИЛІНДРИЧНИХ ТВЕРДОТІЛЬНИХ СТРУКТУРАХ З ДВОВИМІРНИМ ЕЛЕКТРОННИМ ГАЗОМ (ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ)

Сучасна тенденція використання малорозмірних структур стимулює вивчення їх електромагнітних властивостей і механізмів збудження в них власних хвиль (коливань). Слід зазначити, що наявність шару 2D-газу створює умови для існування електростатичних хвиль в системі. Крім того, в структурах, що містять двовимірний електронний газ (2D-газ), існують власні плазмові хвилі, які характеризуються малими фазовими швидкостями [14–19, 25–30].

В даному розділі в електростатичному наближенні отримано дисперсійні рівняння, які характеризують власні моди твердотільного (напівпровідникового або діелектричного) циліндра з шаром двовимірного електронного газу на його бічній поверхні [15–17, 19]. Визначено власні частоти циліндричних структур з радіусом 0,5 см [14, 15, 17–19]. Вибір геометричних і електрофізичних параметрів досліджуваних структур обумовлювався роботою в терагерцевому діапазоні частот. Отримано дисперсійні залежності власних повільних хвиль системи [15, 16]. Знайдено втрати енергії частинки, що рухається над циліндричною структурою в зовнішньому магнітному полі, вектор напруженості якого спрямовано паралельно повздовжній осі симетрії структури [14–16, 18, 19]. Зазначено універсальний характер отриманого співвідношення. З його допомогою можна визначити втрати енергії як в процесі обертового руху частинки навколо циліндра [15, 16, 19], так і в процесі поступального руху частинки паралельно твірній циліндра [14, 18]. Визначено особливості магнітогальмівного резонансу системи (ефекту Доплера). Чисельно досліджено структури як з плазмовим шаром, так і без нього, власні частоти яких знаходяться в терагерцевому діапазоні. Проведено порівняння спектрів власних

частот досліджуваних систем. Вивчено вплив поверхневого нанорозмірного плазмового шару на власні частоти напівпровідникового і діелектричного циліндрів. Виявлено ефект невзаємності збудження і розповсюдження власних хвиль 3D+2D-плазмового (3D-плазмового) циліндра з ідентичною структурою розподілу полів, але таких, що відрізняються напрямом поширення за азимутальною координатою [16].

Основні матеріали даного розділу представлено в наукових статтях [14–16] і на міжнародних конференціях [17–19, 21].

3.1 Власні плазмові хвилі циліндричних твердотільних структур з двовимірним електронним газом

В даному розділі було проведено електродинамічний аналіз руху частинки з зарядом e і масою m_0 (електрона), що рухається у вакуумі в повздовжньому магнітному полі з поступальною швидкістю v_z по гвинтовій траєкторії з радіусом ρ_0 над бічною поверхнею $\rho = \rho_1$ напівпровідникового (3D-плазмового) або діелектричного циліндра необмеженої довжини. Циліндр вкрито шаром 2D-газу товщиною a з концентрацією електронів N_0 [15–17, 19]. Припускається, що товщина шару a мала в порівнянні з радіусом циліндра ρ_1 і областю локалізації електромагнітного поля вздовж радіуса. Отже, густина електронів у рівноважному шарі 2D-газу можна подати у вигляді $N_{0S}\delta(\rho - \rho_1)$, де поверхнева густина електронів $N_{0S} = N_0 a$. Негативний заряд компенсується позитивно зарядженим фоном. Вектор напруженості магнітного поля $H_0 \vec{e}_z$ і повздовжня вісь циліндра направлена вздовж координатної осі Z , орт якої $\vec{e}_z$.

Втрати енергії W частинки в одиницю часу t на збудження власних хвиль розглядуваної системи визначаються виразом [15, 16]

$$\begin{aligned} \frac{dW_\Sigma}{dt} = \frac{ie^2}{\pi} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_z v_z + n\omega_H}{\Delta_n k \rho_1} \frac{K_n^2(k\rho_0)}{K_n^2(k\rho_1)} \delta(\omega - q_z v_z - n\omega_H) e^{i(q_z v_z + n\omega_H - \omega)t} dq_z d\omega. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Тут $\omega_H = |e| H_0 / m_0 c$ – циклотронна частота частинки і $k = |q_z|$ – поперечне хвильове число (в електростатичному наближенні).

Аналіз враховував вплив електричного поля власних повільних хвиль розглядуваної циліндричної твердотільної структури на рух зарядженої частинки. В цьому випадку достатньо було скористатися електростатичними рівняннями електродинаміки

$$\text{rot } \vec{E} = 0; \quad \text{div } \vec{D} = 4\pi e N(\vec{r}, t),$$

де $N(\vec{r}, t)$ – збурена густина електронів у точці $\vec{r}$ в момент часу t . Величина $N(\vec{r}, t)$ задовольняє рівнянню неперервності, яке в циліндричній системі координат має вигляд

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} + N_0 a \delta(\rho - \rho_1) \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} \right) = 0.$$

Оскільки товщина 2D-плазмового шару порівнянна з атомарним розміром і $a \ll 1/k$, то максимальне значення k не перевищує 10^8 см^{-1} . Визначник Δ_n в (3.1) має вигляд

$$\Delta_n = \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} - \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) \frac{|\kappa| J'_n(|\kappa| \rho_1)}{k J_n(|\kappa| \rho_1)} - i \varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) \frac{n}{k\rho_1} + \frac{\omega_{0L}^2 (n^2 + q_z^2 \rho_1^2)}{\omega^2 k \rho_1}, \quad (3.2)$$

де $\omega_{0L}^2 = 4\pi e^2 N_{0S} / m_e \rho_1$ – квадрат плазмової (ленгмюрівської) частоти електронного 2D-шару; m_e – ефективна маса електронів провідності; κ – поперечне (радіальне) хвильове число всередині напівпровідникового циліндра, причому $\kappa^2 = q_z^2 \varepsilon_{zz}(\omega) / \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) < 0$. У випадку напівпровідникового (3D-плазмового) циліндра, розміщеного у співвісному магнітному полі, компоненти тензора діелектричної проникності холодного середовища $\varepsilon_{ij}(\omega)$ (індекси i і j відповідають одному з напрямів вздовж осей координат ρ , φ і z) всередині досліджуваної структури ($\rho < \rho_1$) подаються наступним чином [33, 41]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) &= \varepsilon_0 - \omega_L^2 / (\omega^2 - \omega_e^2); \quad \varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) = -\varepsilon_{\varphi\rho}(\omega) = -i\omega_L^2 \omega_e / \omega(\omega^2 - \omega_e^2); \\ \varepsilon_{zz}(\omega) &= \varepsilon_0 - \omega_L^2 / \omega^2; \quad \varepsilon_{\rho z}(\omega) = \varepsilon_{\varphi z}(\omega) = \varepsilon_{z\rho}(\omega) = \varepsilon_{z\varphi}(\omega) = 0, \end{aligned}$$

де $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N / m_e}$ і $\omega_e = |e| H_0 / m_e c$ – плазмова (ленгмюрівська) і циклотронна частоти електронів провідності, концентрація яких дорівнює N_0 ; ε_0 – діелектрична стала кристалічних ґрат. Якщо циліндр виготовлено з анізотропного діелектрика, вісь анізотропії якого направлена вздовж Z , то $\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) = \varepsilon_{\parallel}$ і $\varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_{\perp}$, де $\varepsilon_{\parallel}$ і $\varepsilon_{\perp}$ – діелектричні проникності середовища в паралельному і перпендикулярному напрямках до оптичної осі кристала відповідно. Решта компонент тензора дорівнюють нулю. Поза структурою ($\rho > \rho_1$) діелектрична проникність вакууму дорівнює 1 і $\varepsilon_{ij}(\omega) = \delta_{ij}$, де δ_{ij} – символ Кронекера. У випадку ізотропного діелектричного циліндра компоненти тензора проникності $\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon_0 \delta_{ij}$.

3.2 Дисперсійні залежності власних хвиль циліндричних твердотільних структур

Дисперсійні залежності власних хвиль напівпровідникового циліндра з

2D-газом на його бічній поверхні (3D+2D-плазмового циліндра), вісь симетрії якого паралельна вектору напруженості зовнішнього однорідного магнітного поля, визначаються розв'язками рівняння [15–17, 19]

$$\Delta_n = 0. \quad (3.3)$$

Розв'язки (3.3) визначають зв'язок власних частот структури і хвильових чисел відповідних власних хвиль. Оскільки в (3.2) $\kappa^2 < 0$, що рівнозначно $\varepsilon_{zz}(\omega)/\varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) < 0$, то рівняння (3.3) характеризує власні хвилі напівпровідникового циліндра, поля яких мають об'ємний характер або конфігурацію "шепочучої галереї". В цьому випадку в розглядуваній системі існують об'ємно-поверхневі хвилі.

У випадку $\kappa^2 > 0$ функції Бесселя і їх похідні ($J_n(|\kappa|\rho_1)$ і $J'_n(|\kappa|\rho_1)$) у визначнику (3.2) замінюються функціями Інфельда і їх похідними ($I_n(\kappa\rho_1)$ і $I'_n(\kappa\rho_1)$), відповідно, а $|\kappa|$ замінюється κ , а сама κ набуває вигляду $\kappa = k\sqrt{\varepsilon_{zz}(\omega)/\varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega)}$ ($\kappa^2 > 0$). При цьому власні хвилі циліндричної твердотільної структури є поверхневими магнітоплазмонами, частоти яких визначаються розв'язками рівнянь (3.3). В розглядуваній системі існують тільки поверхневі хвилі. Таким чином, для випадку $\kappa^2 > 0$ формула (3.2) набуває вигляду:

$$\Delta_n = \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} - \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}(\omega)}{\varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega)}} \frac{I'_n(\kappa\rho_1)}{I_n(\kappa\rho_1)} - i\varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) \frac{n}{k\rho_1} + \frac{\omega_{0L}^2(n^2 + q_z^2\rho_1^2)}{\omega^2 k\rho_1}.$$

Універсальність рівняння (3.3) полягає і в тому, що воно характеризує власні моди ізотропного ($\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_0$ і $\varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) = 0$) і анізотропного ($\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{||}$, $\varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_{\perp}$ і $\varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) = 0$) діелектричних циліндрів, в яких бічні

поверхні вкриті плазмовим шаром товщиною $a \ll 1/k$. При $\omega_{0L} = 0$ (тобто $N_{0S} = 0$) розв'язки рівняння (3.3) визначають дисперсійні залежності власних хвиль напівпровідникового (3D-плазмового) циліндра. Якщо зовнішнє магнітне поле відсутнє ($H_0 = 0$), то діелектрична проникність 3D-плазмового циліндра $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_L^2 / \omega^2$ (оскільки тензор діелектричної проникності має діагональний вигляд з компонентами $\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) = \varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_L^2 / \omega^2$). Отже, власні хвилі ізотропного напівпровідникового циліндра є поверхневими, оскільки їх поперечні хвильові числа задовольняють умові $\kappa^2 > 0$, а їх частоти не перевищують значення $\omega_L / \sqrt{\varepsilon_0}$. В цьому випадку рівняння (3.3) має вигляд

$$\omega^2 = \omega_L^2 \frac{I'_n(k\rho_1)K_n(k\rho_1)}{\varepsilon_0 I'_n(k\rho_1)K_n(k\rho_1) - I_n(k\rho_1)K'_n(k\rho_1)}.$$

Власні частоти напівпровідникового циліндра з 2D-газом на бічній поверхні у випадку відсутності зовнішнього магнітного поля визначаються виразом

$$\omega^2 = \frac{[\omega_L^2 k\rho_1 I'_n(k\rho_1) + \omega_{0L}^2 (n^2 + k^2 \rho_1^2) I_n(k\rho_1)] K_n(k\rho_1)}{k\rho_1 (\varepsilon_0 I'_n(k\rho_1) K_n(k\rho_1) - I_n(k\rho_1) K'_n(k\rho_1))}.$$

Перший доданок у даному виразі, який містить ω_L , характеризує напівпровідникову 3D складову структури, другий доданок з ω_{0L} характеризує 2D-газ.

Зазначимо, що у випадку напівпровідникового циліндра як з 2D-газом, так і без нього розв'язки (3.3) для мод з ідентичними розподілами полів, але таких, що відрізняються за знаком азимутального індексу, не співпадають. Це свідчить про те, що хвилі, що розповсюджуються в протилежних напрямках за азимутальною координатою, мають різні фазові швидкості (ω/q_z). В цьому проявляється принцип невзаємності розповсюдження власних хвиль 3D- і

3D+2D-плазмового циліндра, що приводить до зняття частотного виродження за азимутальним індексом.

У випадку ізотропного діелектричного циліндра з 2D-газом рівняння (3.3) має вигляд [15]

$$\omega^2 = \frac{\omega_{0L}^2 (n^2 + k^2 \rho_1^2) I_n(k\rho_1) K_n(k\rho_1)}{k\rho_1 [\varepsilon_0 I'_n(k\rho_1) K_n(k\rho_1) - I_n(k\rho_1) K'_n(k\rho_1)]}.$$

В цьому випадку власні хвилі структури є поверхневими. У випадку діелектричного циліндра без 2D-газу рівняння (3.3) не залежить від частоти, що свідчить про відсутність власних хвиль (коливань) електростатичного походження. Якщо покласти $\varepsilon_0 = 1$, то отримаємо дисперсійне рівняння поверхневих хвиль 2D-плазмового шару (нанотрубки – для відповідних значень ρ_1 [26])

$$\omega^2 = \omega_{0L}^2 (n^2 + k^2 \rho_1^2) I_n(k\rho_1) K_n(k\rho_1) \quad (3.4).$$

При цьому використано співвідношення $K_n(k\rho_1) I'_n(k\rho_1) - I_n(k\rho_1) K'_n(k\rho_1) = 1/k\rho_1$ [108].

На рис. 3.1 наведено залежності частот власних поверхневих мод з азимутальними індексами $n = 0, 1, 5, 10, 15$ (відповідно криві 1–5) нанотрубки з радіусом $\rho_1 = 18 \cdot 10^{-8}$ см від хвильового числа k . Поверхнева концентрація електронів плазмового шару дорівнює $N_{0S} = 10^{12}$ см⁻². Діапазон азимутальних модових індексів обмежено умовою $|n| < \rho_1 / a$, яка впливає з умови обмеження k . З рисунка видно, що частоти власних плазмових коливань нанотрубки досягають величини $\sim 10^{15}$ Гц і тільки симетрична мода ($n = 0$) характеризується більш низькою частотою для малих значень k . Значення самої низької частоти $\sim 10 \dots 20$ ГГц визначається частотою зіткнень електронів

у плазмовому шарі. Це в свою чергу приводить до обмеження мінімального значення k , яке згідно з (3.4) дорівнює $\sim 600 \text{ см}^{-1}$ при $n = 0$.

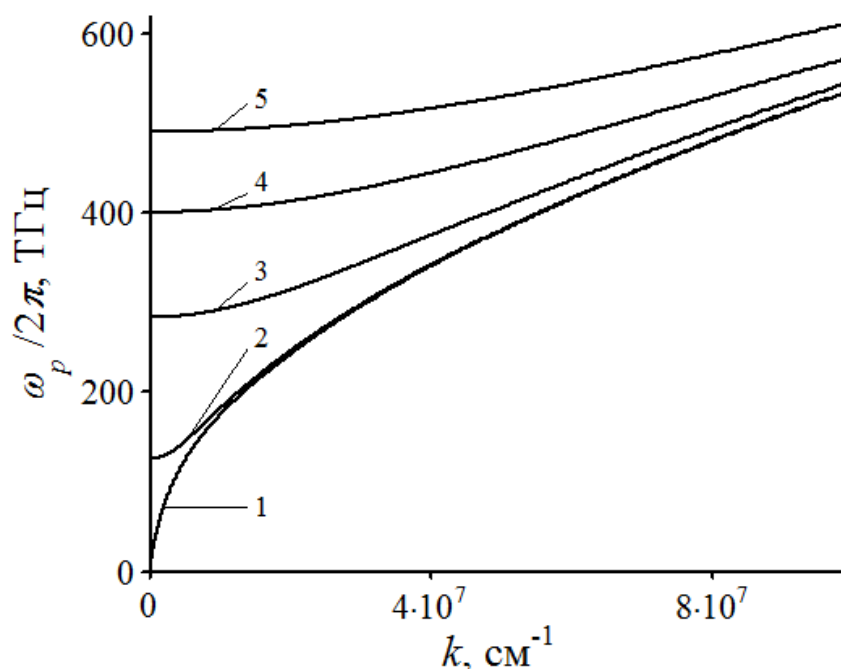


Рисунок 3.1 – Залежності власних частот нанотрубки від модуля повздовжнього хвильового числа поверхневих хвиль з азимутальними індексами n , які дорівнюють 0 (крива 1), 1 (2), 5 (3), 10 (4) і 15 (5)

В роботі проведено чисельні дослідження дисперсійних властивостей наступних структур: напівпровідникового (n-InSb: $\varepsilon_0 = 17,8$; $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [110]) і діелектричного ($\varepsilon_0 = 17,8$) циліндрів з 2D-газом, а також плазмового 2D-шару. При цьому зовнішнє магнітне поле відсутнє, тобто $H_0 = 0$. Поверхнева концентрація електронів плазмового шару дорівнює $N_{0S} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Радіуси циліндрів $\rho_1 = 0,5 \text{ см}$. Електрофізичні та геометричні параметри досліджуваних структур обумовлено вибором терагерцевого діапазону частот. В цьому випадку, згідно з (3.3), мінімальне значення модуля хвильового числа k власної симетричної моди ($n = 0$) дорівнює $\sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

На рис. 3.2 наведено залежності власних частот ізотропних напівпровідникового (а) і діелектричного (б) циліндрів з 2D-газом, а також

циліндричного плазмового 2D-шару (в) від повздовжнього хвильового числа власних поверхневих хвиль з азимутальними індексами $n = 0; 1; 5; 10; 50; 80$ (відповідно криві 1–6). Тут же наведено дисперсійні залежності напівпровідникового циліндра з (див. рис. 3.2(г)). Зазначимо, що через те, що $H_0 = 0$, поперечні хвильові числа власних хвиль напівпровідникових структур задовольняють умові $\kappa^2 > 0$, а самі хвилі є поверхневими. Прямі 7 на рис. 3.2 відбивають закон дисперсії $\omega = kv_z$ хвилі рухомої зарядженої частинки зі швидкістю $v_z = 0,8c$. Як видно з рисунка, спектри частот власних частот досліджуваних структур знаходяться в терагерцевому діапазоні. Частоти власних мод напівпровідникового циліндра з 2D-газом перевищують частоти власних коливань циліндричного плазмового 2D-шару з ідентичними азимутальними розподілами полів більш ніж у два рази. Власні частоти напівпровідникової структури більш ніж у вісім разів перевищують частоти діелектричної структури з модами ідентичних розподілів полів. Наявність тонкого плазмового шару на бічній поверхні напівпровідникового циліндра приводить до збільшення міжмодового частотного інтервалу в спектрі в порівнянні зі спектром напівпровідникового циліндра без плазмового шару. Крім того, в області повздовжніх хвильових чисел $k > 20 \text{ см}^{-1}$ збільшується крутизна дисперсійних залежностей, що приводить до збільшення частот збуджуваних хвиль (через ефект Вавилова–Черенкова). Зазначимо, що в напівпровідниковому циліндрі як з 2D-газом, так і без нього існують області частот хвильових чисел, в яких власні моди характеризуються від'ємними груповими швидкостями (див. рис. 3.2(а) і (г)).

Суттєва різниця власних частот $\Delta\omega$ (більше 30 ГГц) напівпровідникового і діелектричного циліндрів з 2D-газом і однаковими діелектричними сталими ε_0 проявляється, коли їх радіуси $\rho_1 > 10^{-3} \text{ см}$ (див. рис. 3.3). При значеннях модуля хвильового числа $k > 10^2 \text{ см}^{-1}$ власних мод структур ця різниця починає проявлятися при $\rho_1 > 10^{-5} \text{ см}$. Отже, в структурі з $\rho_1 \leq 10^{-5} \text{ см}$ використання напівпровідникового матеріалу є недоцільним. При цьому спектр власних

частот структури буде знаходитися в діапазоні ближнього інфрачервоного випромінювання.

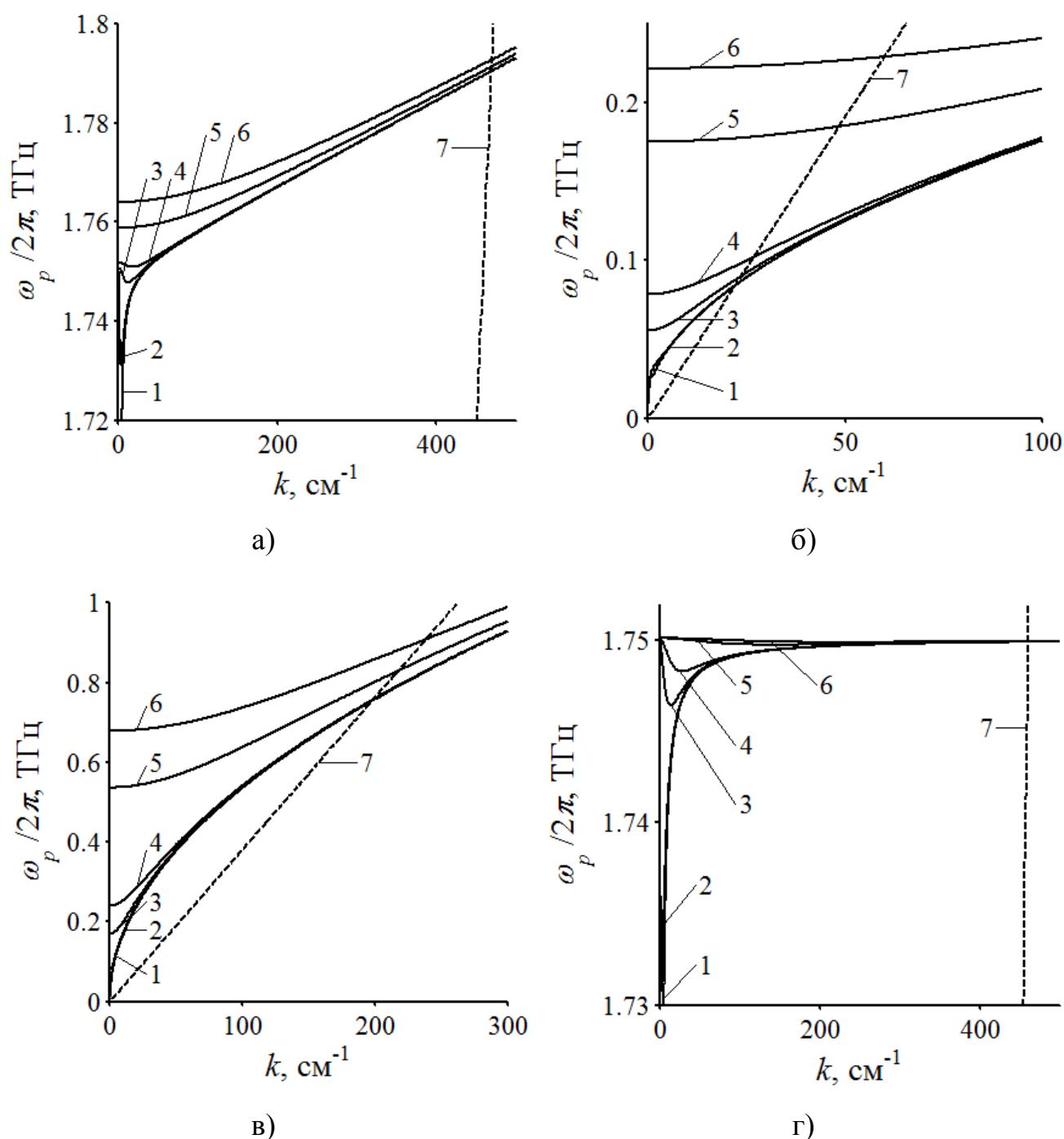


Рисунок 3.2 – Дисперсійні характеристики досліджуваних структур: а) n-InSb циліндра з 2D-газом; б) діелектричного циліндра з 2D-газом; в) циліндричного плазмового 2D-шару; г) n-InSb циліндра

На рис. 3.4 наведено залежності власних частот ізотропних

напівпровідникового (а) і діелектричного (б) циліндрів з 2D-газом від повздовжнього хвильового числа власних поверхневих хвиль і діелектричної сталої матеріалів в терагерцевому діапазоні. Власні частоти структур зменшуються зі збільшенням діелектричних сталих. Характерне поведіння власних частот структур має місце і на модах з азимутальними індексами $n \neq 0$.

На рис. 3.5 наведено залежності частот збуджуваних поверхневих мод з азимутальними індексами 0, 1, 5, 10, 50 і 80 (криві 1-6 відповідно) в напівпровідниковому ($N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) і діелектричному циліндрах з 2D-газом на бічних поверхнях від діелектричної сталої ϵ_0 матеріалів за відсутності зовнішнього магнітного поля. Збільшення діелектричної проникності ϵ_0 приводить до зниження частот збуджуваних хвиль в структурах. В частотному спектрі діелектричної структури зі збільшенням ϵ_0 спостерігається більш вагоме збільшення міжмодового частотного інтервалу в порівнянні зі спектром напівпровідникової структури.

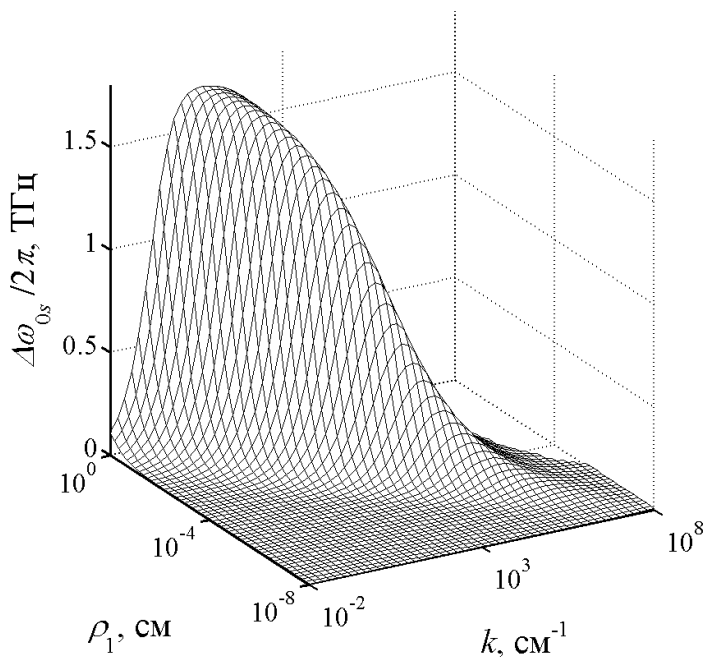


Рисунок 3.3 – Залежність різниці власних частот напівпровідникового і діелектричного циліндрів з 2D-газом від радіуса і модуля повздовжнього хвильового числа поверхневої симетричної моди ($n = 0$)

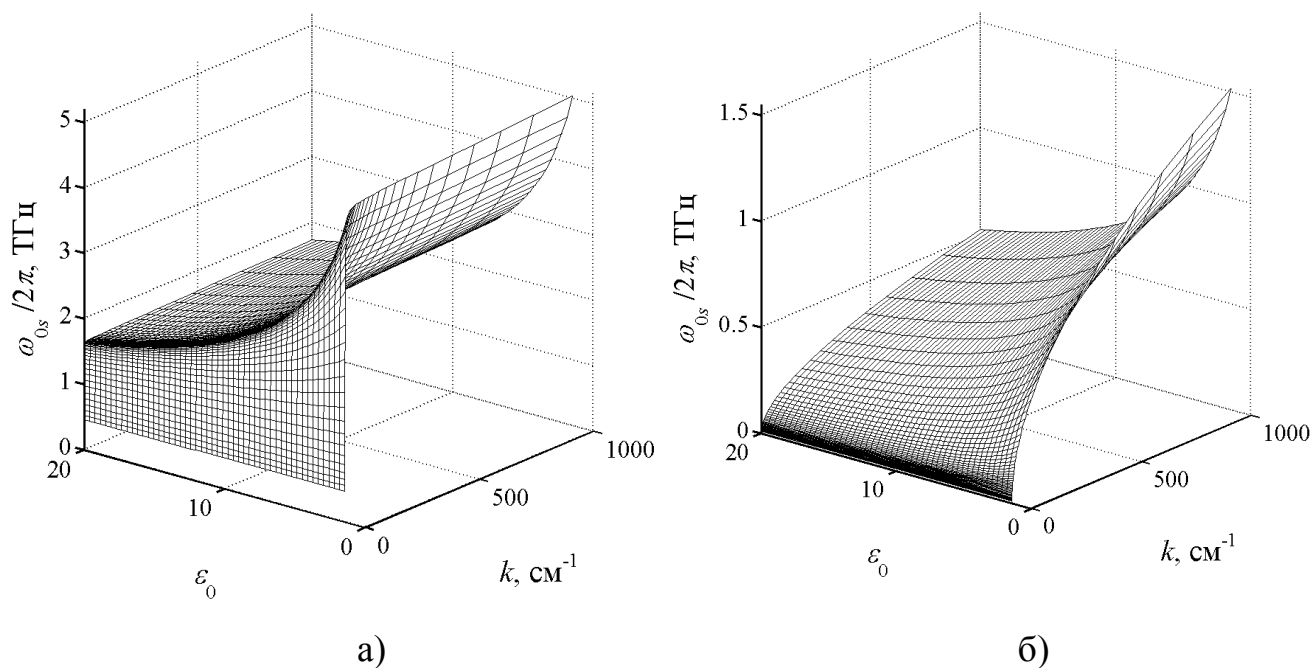


Рисунок 3.4 – Залежності власних частот n-InSb (а) і діелектричного (б) циліндрів з 2D-газом на бічних поверхнях від модуля повздовжнього хвильового числа симетричної моди і діелектричної сталої матеріалів

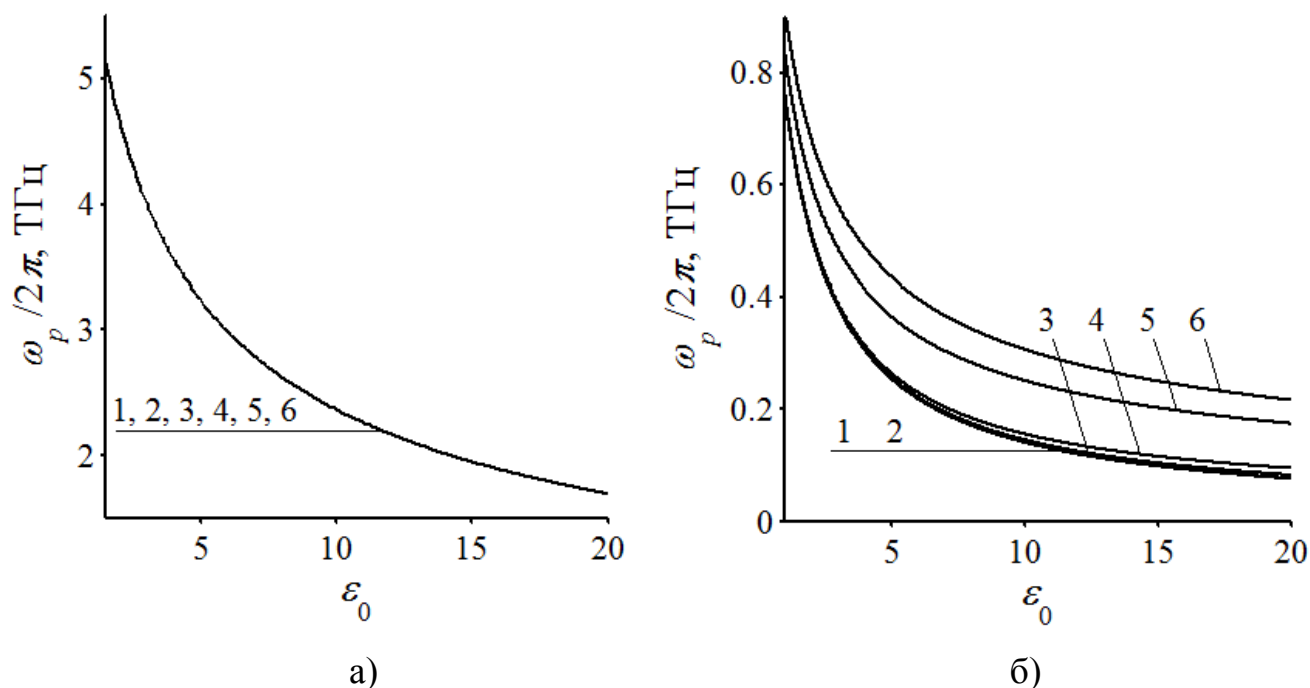


Рисунок 3.5 – Залежності частот збуджуваних поверхневих хвиль напівпровідникового (а) і діелектричного (б) циліндрів з 2D-газом на бічних поверхнях від діелектричної сталої

3.3 Резонансна взаємодія рухомої зарядженої частинки з власними хвилями циліндричних твердотільних структур

Резонансна взаємодія рухомої зарядженої частинки з електродинамічною структурою здійснюється, коли співпадають частоти і повздовжні хвильові числа хвиль зарядженої частинки і власних хвиль структури. Якщо складова швидкості зарядженої частинки в напрямі розповсюдження власної хвилі структури перевищує фазову швидкість хвилі, то частинка віддає частину своєї енергії хвилі і сповільнюється. В системі здійснюється збудження власної хвилі електродинамічної структури (ефект Вавилова–Черенкова). В іншому випадку частинка прискорюється, відбираючи частково енергію хвилі (якщо та вже була збуджена іншим джерелом і підживлюється за наявності втрат енергії в середовищі). Оскільки в нашому випадку рух зарядженої частинки здійснюється по спіральній траєкторії в постійному повздовжньому однорідному магнітному полі (тобто під дією зовнішніх сил частинка здійснює окрім поступального руху ще й осциляторний), то виникає магнітогальмівне випромінювання [33, 34, 94, 111]. Частинка втрачає енергію на збудження хвиль в умовах магнітогальмівних резонансів, яким на діаграмі $\omega(q_z)$ відповідають точки перетину дисперсійних кривих, отриманих як розв’язки рівняння (3.3) в залежності від q_z , з прямою $\omega = q_z v_z + n\omega_H$ (ефект Доплера). Точки перетину мають координати (q_{zp}, ω_p) . Зазначимо, що n має як додатні, так і від’ємні цілочислові значення (крім того, циклотронна частота ω_H може мати від’ємні значення при протилежному напрямі вектора напруженості зовнішнього магнітного поля).

У випадку нормального ефекту Доплера, коли частота збуджуваної власної моди структури $\omega_p = q_{zp} v_z + n\omega_H$ (де $n\omega_H > 0$), а її фазова швидкість ω_p / q_{zp} більше поступальної швидкості частинки v_z , магнітогальмівне випромінювання частинки здійснюється за рахунок початкового запасу енергії обертального руху [94]. Якщо на початку процесу енергія обертального руху

дорівнює нулю, то випромінювання відсутнє, оскільки $\omega_p / q_{zp} > v_z$, заряджена частинка може прискорюватися полем збудженої власної хвилі структури за рахунок енергії її поперечного осциляторного руху [94].

При аномальному ефекті Доплера частота збуджуваної хвилі в структурі $\omega_p = q_{zp}v_z - n\omega_H$ (де $n\omega_H > 0$) і її фазова швидкість $\omega_p / q_{zp} < v_z$. При цьому енергія поступального руху зарядженої частинки витрачається на збудження власної моди структури і збільшення енергії обертового руху частинки [94]. Таким чином, при аномальному ефекті Доплера заряджена частинка, що спочатку рухається прямолінійно, починає випромінювати і осцилювати.

При ефекті Вавилова–Черенкова енергія осциляторного руху зарядженої частинки не змінюється [94]. Частинка втрачає енергію на збудження власних хвиль досліджуваних структур в умовах резонансів $\omega_p = q_{zp}v_z$. Їм відповідають точки перетину дисперсійних кривих $\Delta_n = 0$ з прямою $\omega = kv_z$ (див. рис. 3.2).

На рисунку 3.6 наведено частоти збуджуваних мод з азимутальними індексами n в діапазоні $0 \dots 100$ в діелектричному циліндрі з 2D-газом на бічній поверхні (а) і циліндричному плазмовому 2D-шарі (б). Радіуси структур ρ_1 дорівнюють 0,5 см. Розглянуто збудження тільки поверхневих хвиль, радіальні хвильові числа яких задовольняють умові $\kappa^2 > 0$. Залежність частоти збуджуваної моди від азимутального індексу характеризується екстремумом, значення якого в системі з діелектричним циліндром з 2D-газом або циліндричним плазмовим 2D-шаром зменшується зі збільшенням напруженості зовнішнього магнітного поля і зсувається в область вищих індексів, що обумовлено магнітогальмівним резонансом з вищою гармонікою. Повздовжнє хвильове число збуджуваної моди задовольняє співвідношенню $q_{zp}v_z = \omega_p - n\omega_H$. Отже, в досліджуваних електродинамічних системах підбором величини H_0 зовнішнього магнітного поля можна здійснювати селекцію збуджуваних мод.

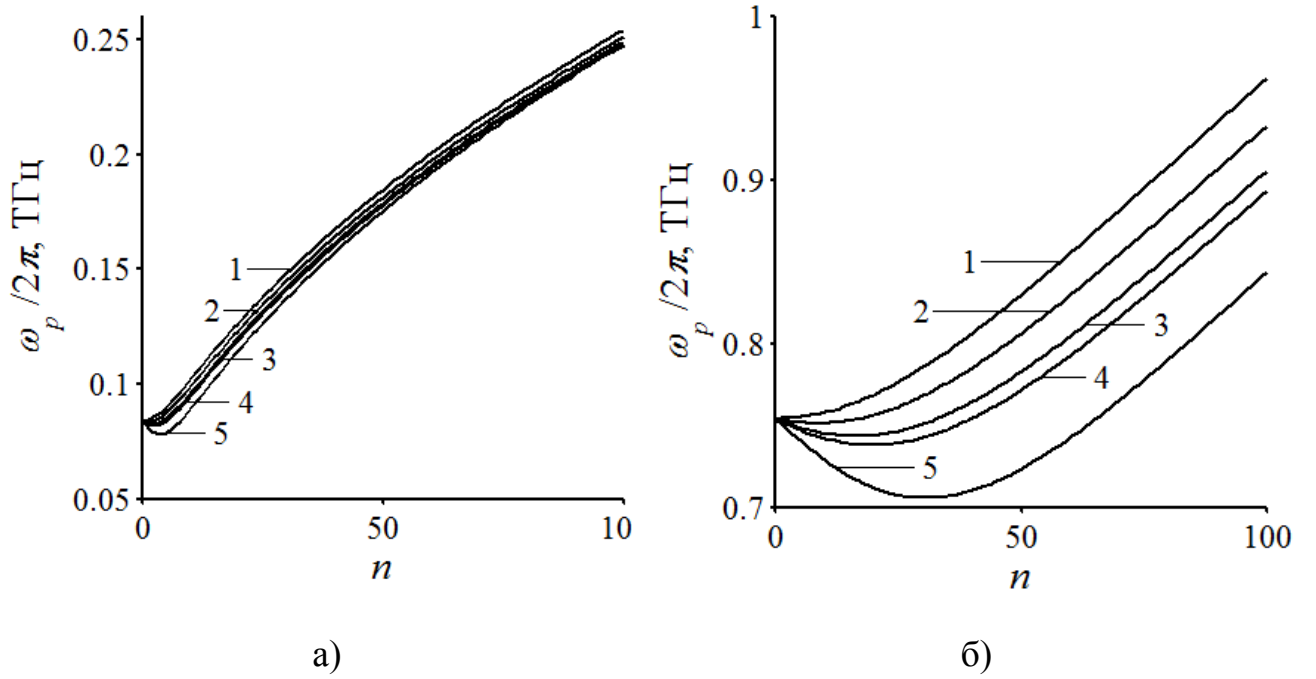


Рисунок 3.6 – Частоти збуджуваних поверхневих хвиль в діелектричному циліндрі з 2D-газом (а) і циліндричному плазмовому 2D-шарі (б) при різних значеннях напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 : (1) — 0; (2) — 0,4, кЕ; (3) — 0,8, кЕ; (4) — 1, кЕ; (5) — 2, кЕ

3.4 Втрати енергії зарядженої частинки на збудження власних хвиль циліндричних твердотільних структур з двовимірним електронним газом

Інтегрування в (3.1) за частотою ω приводить до виразу для втрат енергії частинки в одиницю часу на збудження власних хвиль 3D+2D-плазмового циліндра в умовах ефекту Доплера, при якому $\omega = q_z v_z + n\omega_H$:

$$\frac{dW_{\Sigma}}{dt} = \frac{2ie^2}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_z v_z + n\omega_H}{\Delta_n k \rho_1} \frac{K_n^2(k \rho_0)}{K_n^2(k \rho_1)} dq_z. \quad (3.5)$$

У формулі (3.5) полюси $\Delta_n = 0$ визначають повздовжні хвильові числа власних мод структури. Зазначимо, що для кожної моди полюс є простим і має єдине значення. Частинка втрачає енергію на збудження власних хвиль

структури в умовах магнітогальмівних резонансів. Як зазначалося вище, на дисперсійній діаграмі $\omega(q_z)$ їм відповідають точки (q_{zp}, ω_p) , які є перетинами дисперсійних кривих, отриманих як розв'язки рівняння (3.3) в залежності від q_z , з прямою $\omega = q_z v_z + n\omega_H$.

Скориставшись умовою $\Delta_n = 0$, проінтегруємо вираз (3.5) за повздовжнім хвильовим числом q_z . При цьому врахуємо формулу Сохоцького (2.28). При обході полюса врахуємо залежність малої уявної частини $\varepsilon(\omega)$ від знаку ω . В результаті отримаємо [15, 16]

$$\frac{dW_\Sigma}{dt} = -\frac{2e^2}{\rho_1} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \geq -\frac{q_{zp}v_z}{\omega_H}}}^{\infty} \sum_s \frac{q_{zp}v_z + n\omega_H}{k_p |\Delta'_{nq_z}(q_{zp})|} \frac{K_n^2(k_p \rho_0)}{K_n^2(k_p \rho_1)}, \quad (3.6)$$

де $k_p = |q_{zp}|$; $\Delta'_{nq_z}(q_{zp})$ – значення похідної $\partial\Delta_n/\partial q_z$ при q_{zp} (тобто $\Delta'_{nq_z}(q_{zp}) = \left. \frac{\partial\Delta_n}{\partial q_z} \right|_{q_z=q_{zp}}$). В сумі за n доданки, для яких не виконується умова

$n \geq -q_{zp}v_z/\omega_H$, дорівнюють 0, що обумовлено виконанням закону збереження енергії. Підсумовування за радіальним індексом s є обмеженим, оскільки кількість доданків, по суті, визначається кількістю точок (ω_p, q_{zp}) . Цілком очевидно, що ця кількість точок (резонансів) обмежена через кінцеві значення швидкості $v_z < c$ і максимальної величини хвильового числа $k = |q_z|$, обумовленої атомарним розміром. Для електродинамічних систем, в яких збуджуються тільки поверхневі хвилі (з поперечними хвильовими числами, що задовольняють умові $\kappa^2 > 0$), в (3.6) підсумовування за s містить тільки один доданок, оскільки радіальний індекс усіх власних мод $s = 1$.

Зазначимо, що при зміні порядку інтегрування у виразі (3.1) отримаємо аналогічний вираз (3.6), який відрізняється тим, що в знаменнику

замість $\Delta'_{nq_z}(q_{zp})$ буде стояти $\Delta'_{n\omega}(\omega_p)$ – значення похідної $\partial\Delta_n/\partial\omega$ на частоті магнітогальмівного резонансу $\omega_p = q_{zp}v_z + n\omega_H$, яка є розв'язком рівняння $\Delta_n = 0$. Обидва результати є тотожними, оскільки $\Delta'_{nq_z}(q_{zp}) = v_z\Delta'_{n\omega}(\omega_p)$.

В (3.6) підсумовування відбувається за азимутальним індексом n власних мод структури, частоти яких визначаються розв'язками рівнянь (3.3) в умовах магнітогальмівних резонансів. Як зазначалося вище, в 3D- і 3D+2D-плазмовому циліндрі має місце невзаємність розповсюдження власних мод з ідентичними розподілами полів в протилежних напрямках за азимутальною координатою, що обумовлено різницею їх фазових швидкостей (ω_p/q_{zp}) . З (3.6) випливає, що потужності втрат енергії зарядженої частинки в одиницю часу dW_p/dt (симетричні доданки за n) різні при $n > 0$ і $n < 0$. В цьому проявляється принцип невзаємності збудження власних хвиль 3D- і 3D+2D-плазмових циліндрів.

На рисунку 3.7 наведено залежності власних частот напівпровідникового циліндра з 2D-газом на бічній поверхні від модуля повздовжнього хвильового числа k і напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 для двох значень азимутального індексу $n = -50$ – верхня поверхня і $n = 50$ – нижня поверхня. При нульовій напруженості магнітного поля ($H_0 = 0$) відбувається перетинання площин в лінію, яка є дисперсійною кривою гармоніки $n = 50$ напівпровідникового циліндра з 2D-газом на бічній поверхні. При збільшенні магнітного поля значення власних частот від'ємної гармоніки збільшуються, а додатної – зменшуються. Зі збільшенням значення хвильового числа різниця частот від'ємної і додатної гармонік зменшується.

Згідно з (3.6) взаємодія полів частинки і власних мод структури проявляється при малих відстанях (в порівнянні з довжиною хвилі власних хвиль) між частинкою і циліндричною поверхнею структури, що обумовлено характером їх локалізації.

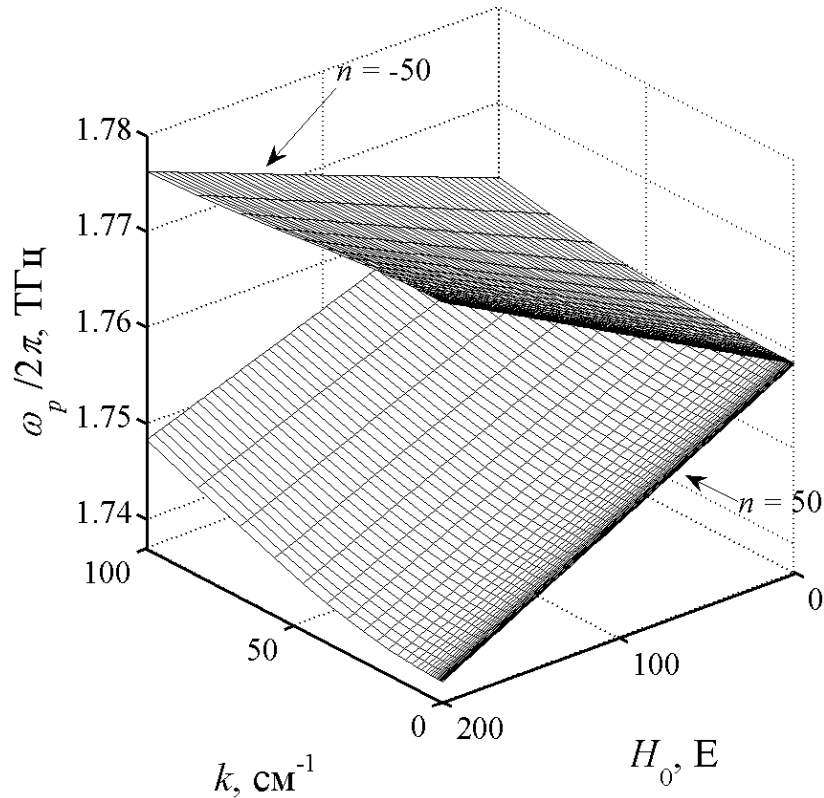


Рисунок 3.7 – Залежності власних частот n-InSb циліндра з 2D-газом на бічній поверхні від модуля повздовжнього хвильового числа і напруженості зовнішнього магнітного поля для значень азимутального індексу $n = -50$ (верхня поверхня) і $n = 50$ (нижня поверхня)

Особливий інтерес викликає випадок циклотронного резонансу, коли $v_z = 0$. При цьому втрати енергії частинки на збудження власних мод структури визначаються виразом [15, 16]

$$\frac{dW_{\Sigma}}{dt} = -\frac{2e^2}{\rho_1} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_s \frac{n\omega_H}{k_p |\Delta'_{nq_z}(q_{zp})|} \frac{K_n^2(k_p \rho_0)}{K_n^2(k_p \rho_1)}.$$

Частоти збуджуваних мод структури $\omega_p = n\omega_H$. Хвильові числа k_p задовольняють рівнянню $\Delta_n = 0$. Отже, в досліджуваній електродинамічній системі, змінюючи величину H_0 зовнішнього магнітного поля, можна

здійснювати селекцію збуджуваних мод.

Зазначимо, що потужності втрат енергії зарядженої частинки в одиницю часу $dW_p / dt \rightarrow 0$ (доданки в (3.6) високого порядку) при $n \rightarrow \infty$. Як наслідок, для врахування обмеженості азимутальної складової хвильового числа в 3D+2D-плазмі циліндричної конфігурації здійснюється збудження мод з азимутальними індексами в обмежених діапазонах – $|n| < \rho_1 / a$.

На рисунку 3.8 наведено потужності втрат енергії зарядженої частинки в одиницю часу dW_p / dt на збудження власних мод з азимутальними індексами n в діапазоні 0...100 (значення доданків у виразі (3.6)) діелектричного циліндра з 2D-газом на бічній поверхні і циліндричного плазмового 2D-шару при різних значеннях напруженості зовнішнього повздовжнього магнітного поля. Нагадаємо, радіуси структур $\rho_1 = 0,5$ см, а електрон рухається у вакуумі з поступальною швидкістю $v_z = 0,8c$ по гвинтовій траєкторії з радіусом $\rho_0 = 0,51$ см. При $H_0 = 0$ електрон рухається прямолінійно і рівномірно зі швидкістю $v_z = 0,8c$ паралельно твірній циліндричної структури на відстані $\rho_0 - \rho_1 = 0,01$ см.

В діелектричному циліндрі з 2D-газом і циліндричному плазмовому 2D-шарі збуджуються тільки поверхневі хвилі, в яких $\kappa^2 > 0$. Отже, радіальний індекс усіх власних мод $s = 1$ і в (3.6) підсумовування за s містить тільки один доданок. З рисунка видно, що залежність втрат енергії частинки від азимутального індексу збуджуваної моди характеризується екстремумом. Значення екстремуму зростає зі збільшенням величини зовнішнього магнітного поля і зсувається в область вищих індексів, що обумовлено магнітогальмівним резонансом з вищою гармонікою. В досліджуваних системах спостерігається збудження мод з азимутальними індексами в обмежених діапазонах, оскільки $dW_p / dt \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$. Максимальна кількість збуджуваних власних мод властиве системі з плазмовим 2D-шаром.

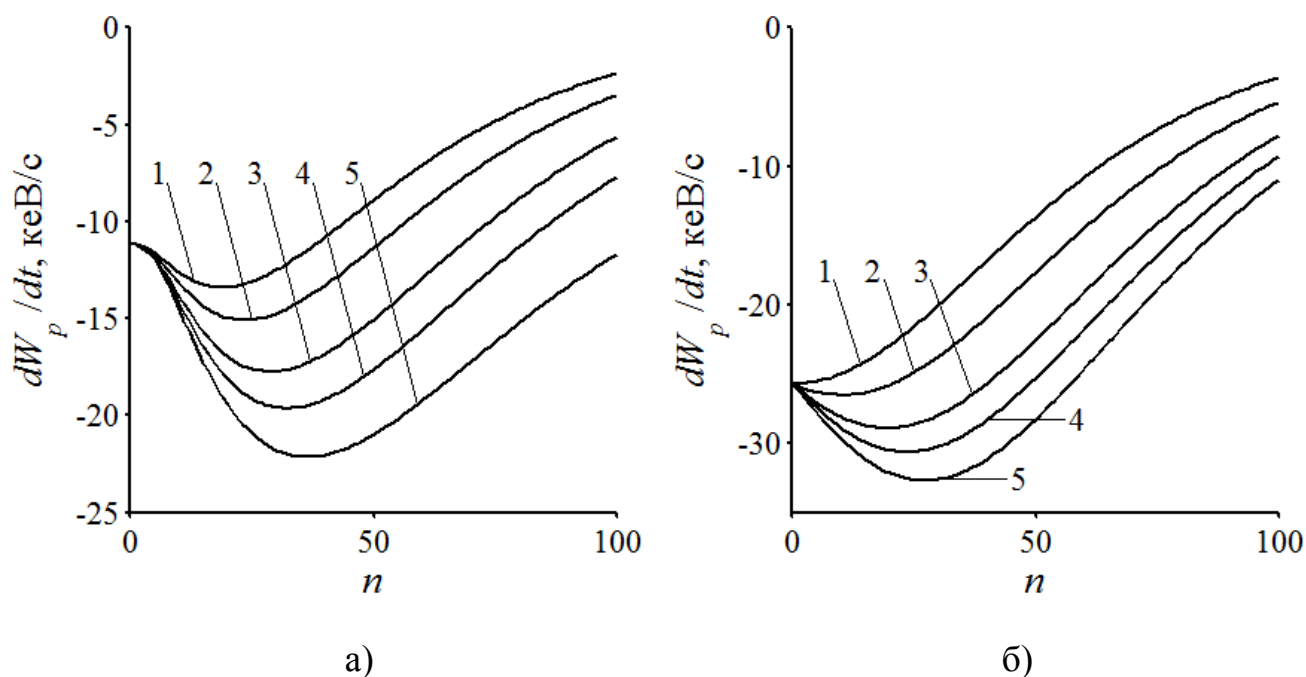


Рисунок 3.8 – Потужності втрат енергії електрона на збудження власних поверхневих мод з азимутальними індексами n діелектричного циліндра з 2D-газом (а) і циліндричного плазмового 2D-шару (б) при різних значеннях напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 (а): (1) — 0; (2) — 0,4, кЕ; (3) — 0,8, кЕ; (4) — 1, кЕ і (5) — 1,2, кЕ

3.5 Висновки до розділу 3

Набула розвитку теорія втрат енергії швидких зарядів на збудження власних хвиль в середовищах, які містять двовимірний електронний газ [14–19]. Показано, що під час руху зарядженої частинки по спіральній траєкторії навколо напівпровідникового циліндра з 2D-електронним газом на його бічній поверхні в системі збуджуються власні хвилі електростатичного походження [15–17, 19]. Встановлено, що в діелектричному циліндрі ці хвилі виникають тільки за наявності 2D-газу. Показано, що власні електростатичні хвилі 3D- і 3D+2D-плазмових циліндрів, розміщених в повздовжньому однорідному магнітному полі, є об'ємно-поверхневими або поверхневими в залежності від частотного діапазону. Власні хвилі ізотропного діелектричного циліндра з електронним двовимірним газом на бічній поверхні і плазмового 2D-шару є

поверхневими. Частоти поверхневих хвиль ізотропних 3D- і 3D+2D-плазмових циліндрів не перевищують значення $\omega_L / \sqrt{\varepsilon_0}$. Збудження 3D+2D-плазмового циліндра здійснюється в умовах магнітогальмівних резонансів, коли співпадають частоти і повздовжні хвильові числа хвиль зарядженої частинки і власних хвиль системи. В результаті виникають втрати енергії зарядженої частинки. Показано, що за допомогою змінення величини зовнішнього магнітного поля можна здійснювати селекцію збуджуваних мод.

Отримано і проаналізовано універсальну формулу для втрат енергії частинки в одиницю часу [15, 16]. З її допомогою можна визначати втрати енергії як при обертовому [15, 16], так і при поступальному русі частинки або зарядженого кільця, що охоплює циліндр [14]. Ця формула може бути застосована для опису втрат енергії на збудження власних хвиль (коливань) різних циліндричних твердотільних структур з 2D-газом, а також напівпровідникового циліндра.

Встановлено, що спектр власних частот 3D+2D-плазмових циліндрів відповідають скінченному набору гармонік з азимутальними індексами $|n| < \rho_1 / a$ [14–19]. Виявлено ефект невзаємності збудження і розповсюдження власних хвиль 3D+2D-плазмового (3D-плазмового) циліндра з ідентичними структурами розподілу полів, але таких, що відрізняються напрямом розповсюдження за азимутальною координатою [16].

РОЗДІЛ 4

ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ В ЦИЛІНДРИЧНИХ СТРУКТУРАХ З ДВОВИМІРНИМ ЕЛЕКТРОНИМ ГАЗОМ (ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ)

Особливий інтерес викликає взаємодія зарядженої частинки, що рухається прямолінійно і рівномірно, з ізотропними циліндричними твердотільними 3D- і 3D+2D-плазмовими структурами. В цьому випадку зовнішнє магнітне поле відсутнє ($H_0 = 0$). Власні хвилі ізотропних циліндричних 3D- і 3D+2D-плазмових структур і діелектричного циліндра з 2D-газом на бічній поверхні є поверхневими.

В даному розділі приділено увагу втратам енергії швидкої зарядженої частинки, що рухається прямолінійно і рівномірно у вакуумі над напівпровідниковим або діелектричним середовищем циліндричної конфігурації з 2D газом на її поверхні або всередині каналу вздовж повздовжньої осі (симетрії) структури. Крім того, вивчено особливості втрат енергії рухомого зарядженого кільця, яке охоплює структуру, зокрема нанотрубку.

Основні матеріали даного розділу представлено в наукових статтях [14–16] і на міжнародних конференціях [18, 19].

4.1 Втрати енергії зарядженої частинки під час руху вздовж циліндричних твердотільних структур з 2D-газом

У виразі (3.6) покладемо $H_0 = 0$ і отримаємо співвідношення (4.1), яке визначає втрати енергії швидкої зарядженої частинки, що рухається прямолінійно і рівномірно на збудження власних поверхневих хвиль ізотропних 3D- і 3D+2D-плазмових циліндрів і діелектричного циліндра з 2D-газом на бічній поверхні. В цьому випадку в системі реалізуються умови черенковських

резонансів. При цьому заряджена частинка рухається зі швидкістю v_z паралельно твірній циліндричної структури з радіусом ρ_1 на відстані $\rho_0 - \rho_1$ від її бічної поверхні. Крім того, діелектрична проникність холодної плазми твердого тіла $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_L^2 / \omega^2$. У випадку ізотропного діелектричного циліндра $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0$. Як зазначалося вище, власні хвилі вказаних структур є поверхневими (оскільки їх радіальні хвильові числа задовольняють умові $\kappa^2 > 0$). Отже, радіальний індекс s всіх власних мод таких структур дорівнює одиниці. Втрати енергії зарядженої частинки на збудження хвиль в досліджуваних структурах дорівнюють

$$\frac{dW_\Sigma}{dt} = -\frac{2e^2}{\rho_1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\Delta'_{n\omega}(\omega_p)|} \frac{K_n^2(k_{n1}\rho_0)}{K_n^2(k_{n1}\rho_1)}, \quad (4.1)$$

де $k_{n1} = \omega_{n1} / v_z$ і $\Delta'_{n\omega}(\omega_p)$ – значення похідної $\partial\Delta_n / \partial\omega$ на частоті черенковського резонансу ω_p [14–16]. Частота $\omega_p \equiv \omega_{n1}$ збуджуваної моди з азимутальним індексом n визначається з рівняння $\Delta_n = 0$.

На рис. 4.1(а) наведено частоти збуджуваних поверхневих мод з азимутальними індексами n в діапазоні 0...100 в напівпровідниковому циліндрі з 2D-газом (1), в циліндричному плазмовому 2D-шарі (2) і в діелектричному циліндрі з 2D-газом (3) за відсутності зовнішнього магнітного поля (в умовах черенковських резонансів $\omega_p = q_{zp}v_z$ (див. рис. 3.2)). Частоти збуджуваних коливань в досліджуваних структурах збільшуються зі зростанням хвильового азимутального числа. Власні частоти напівпровідникової структури (1) з сусідніми модами за n відрізняються в межах 30 МГц, що обумовлено малими значеннями міжмодового частотного інтервалу та крутизни дисперсійних залежностей власних коливань (див. рис. 3.2). При цьому повздовжні хвильові числа збуджуваних коливань мають значення $\sim 470 \text{ см}^{-1}$. Власні частоти діелектричної структури (3) і циліндричного плазмового 2D-

шару (2) з сусідніми модами відрізняються в межах 2 ГГц. Повздовжні хвильові числа збуджуваних коливань мають значення в діапазонах $22 \dots 60 \text{ см}^{-1}$ і $198 \dots 238 \text{ см}^{-1}$ відповідно.

На рис. 4.1(б) наведено втрати енергії рухомого електрона на збудження поверхневих хвиль з азимутальними числами n в діапазоні $0 \dots 100$ напівпровідникового (n-InSb: $\varepsilon_0 = 17,8$; $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) і діелектричного ($\varepsilon_0 = 17,8$) циліндрів з 2D-газом ($N_{0S} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$), і плазмового 2D-шару. Радіуси структур $\rho_1 = 0,5 \text{ см}$. Електрон рухається над досліджуваною структурою на відстані $0,01 \text{ см}$ ($\rho_0 = 0,51 \text{ см}$) паралельно осі Z . Видно, що втрати енергії електрона зменшуються зі збільшенням хвильового азимутального числа. Мінімальні втрати енергії зарядженої частинки спостерігаються в циліндричній напівпровідниковій структурі з 2D-газом, максимальні мають місце в плазмовому 2D-шарі.

4.2 Втрати енергії зарядженого кільця під час руху вздовж циліндричних твердотільних структур з 2D-газом

Зазначимо, що з формули (4.1) можна отримати вираз для втрат енергії кільця з зарядом e_h , яке рухається зі швидкістю v_z на відстані ρ_0 від осі ізотропної циліндричної структури. В цьому випадку у формулі (4.1) необхідно покласти $n = 0$. Це обумовлено тим, що із-за структури густини заряду (2.5), яка для зарядженого кільця набуває вигляду $Q(\vec{r}, t) = e_s \delta(\rho - \rho_0) \delta(z - v_z t) / \sqrt{\rho \rho_0}$, поле, яке ним створюється, є аксіально-симетричним. Втрати енергії кільця на збудження симетричних поверхневих хвиль описується виразом [14]

$$\frac{dW_{01}}{dt} = -\frac{2e_h^2}{\rho_1} \frac{1}{|\Delta'_{0\omega}(\omega_p)|} \frac{K_0^2(k_{01}\rho_0)}{K_0^2(k_{01}\rho_1)},$$

де $\omega_p \equiv \omega_{01}$.

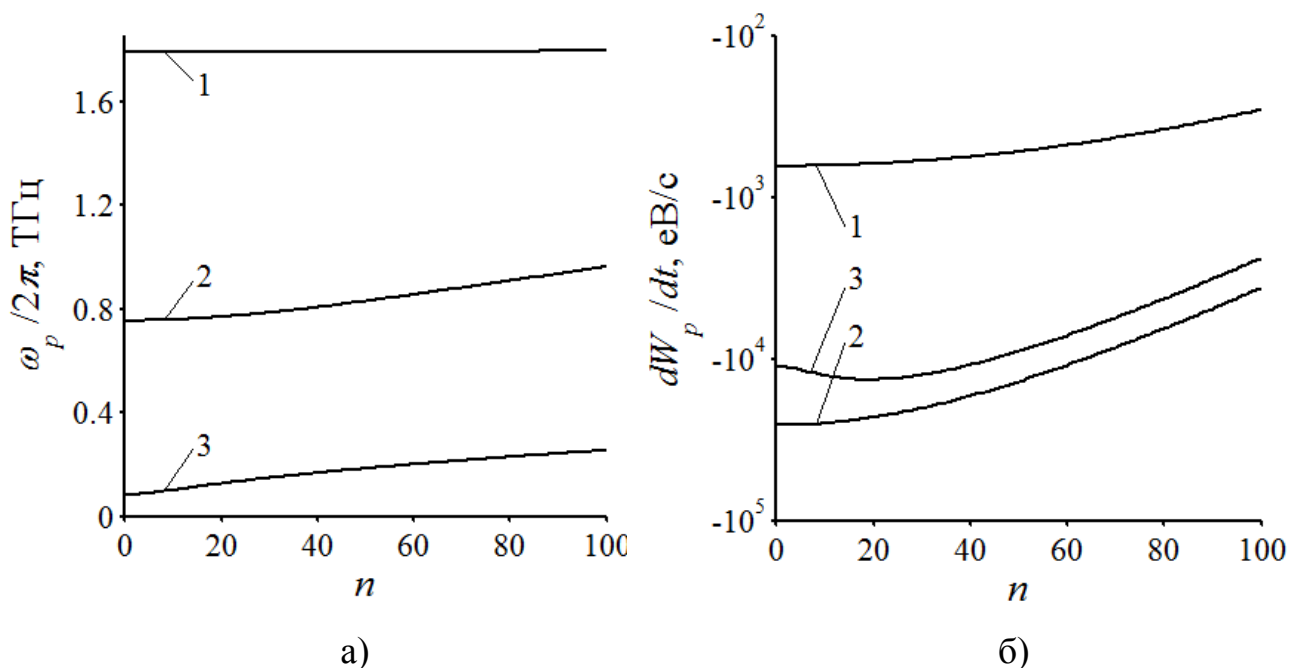


Рисунок 4.1 – Частоти збуджуваних поверхневих хвиль в умовах черенковських резонансів $\omega_p = q_{zp}v_z$ (а) і втрати енергії електрона в одиницю часу на збудження поверхневих хвиль (б) в:

- 1) n-InSb циліндрі з 2D-газом;
- 2) циліндричному плазмовому 2D-шарі
- 3) діелектричному циліндрі з 2D-газом;

При $\varepsilon(\omega)=1$ втрати енергії рухомого зарядженого кільця на збудження поверхневих хвиль в циліндричному плазмовому 2D-шарі дорівнюють [14]

$$\frac{dW_{01}}{dt} = -\frac{2e_h^2 \omega_{01}}{\rho_1} \frac{I_0^2(k_{01}\rho_1) K_0^2(k_{01}\rho_0)}{I_0'(k_{01}\rho_1) K_0(k_{01}\rho_1) + I_0(k_{01}\rho_1) K_0'(k_{01}\rho_1)}.$$

На рис. 4.2 наведено залежності втрат енергії рухомого зарядженого кільця з радіусом ρ_0 на збудження власних симетричних мод напівпровідникового і діелектричного циліндрів з 2D-газом, і плазмового 2D-шару від радіуса структури ρ_1 . Радіус кільця змінювався у відповідності з формулою $\rho_0 = 1,02\rho_1$, що забезпечувало його співвісне переміщення в області

поза структурою на відстані від бічної поверхні менше довжини хвилі збуджуваних хвиль. Заряд кільця e_h дорівнює $10^3 e$. Як видно з рисунка, характер втрат енергії кільця фактично визначається поведінкою модуля похідної $\partial\Delta_0/\partial\omega$ на частоті ω_{01} . Максимальні втрати енергії спостерігаються в структурах з радіусом ρ_1 в інтервалі 10^{-4} – 1 см. При ρ_1 поза цього інтервалу втрати енергії кільця значно убують з віддаленням від його меж.

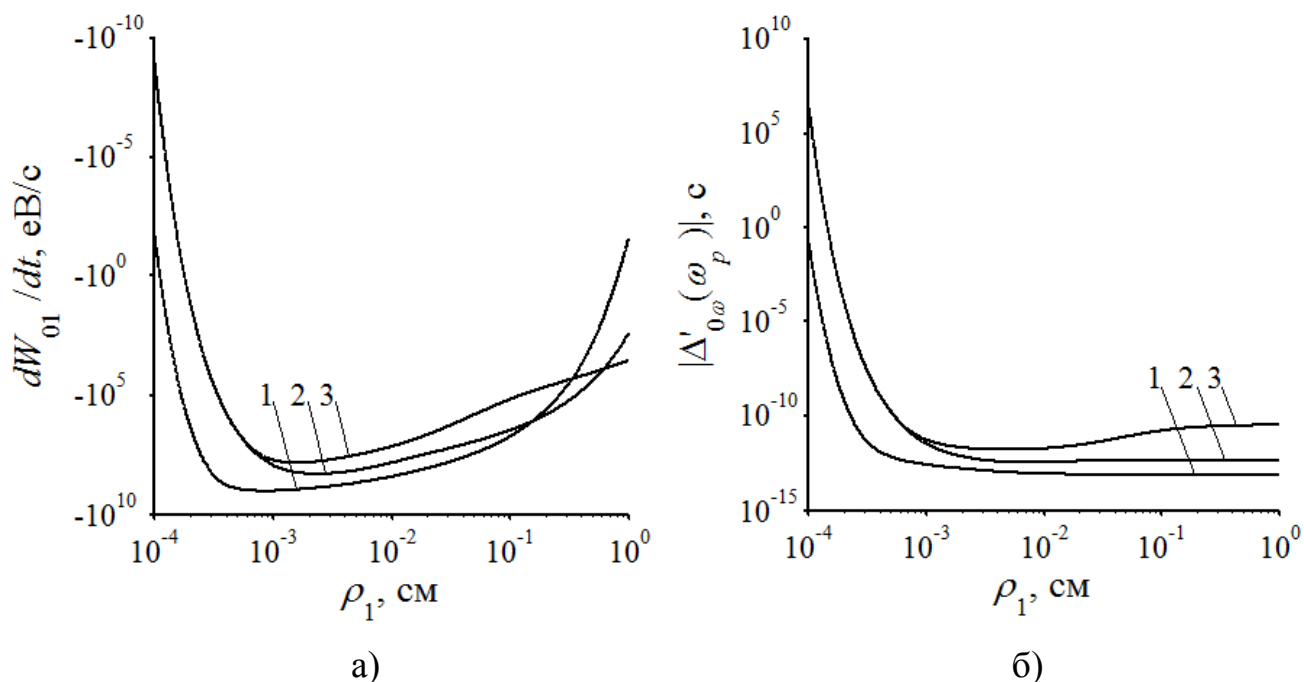


Рисунок 4.2 – Залежності потужності втрат зарядженого кільця в одиницю часу від радіуса структури на збудження (а): симетричних поверхневих хвиль в n-InSb циліндрі з 2D-газом (1), циліндричному плазмовому 2D-шарі (2) і діелектричному циліндрі з 2D-газом (3) і (б): модуля похідної $\partial\Delta_0/\partial\omega$ на частоті ω_{01}

4.3 Втрати енергії зарядженої частинки під час руху всередині каналу вздовж циліндричних твердотільних структур з 2D-газом

Розглянемо рівномірний рух зарядженої частинки зі швидкістю v_z в каналі ізотропної циліндричної 3D+2D-плазмової структури або діелектричного

циліндра з 2D-газом на бічній поверхні вздовж осі Z ($\rho_0 = 0$). При цьому діаметр каналу малий в порівнянні з областю локалізації електромагнітного поля. Радіус структури дорівнює ρ_1 . Густина заряду при $\rho_0 = 0$ приймає вигляд

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{e}{(2\pi)^2} \delta(z - v_z t) \int_0^\infty \frac{\kappa}{\kappa^2 + k^2} J_n(\kappa \rho) d\kappa.$$

Втрати енергії W частинки в одиницю часу t на збудження власних симетричних хвиль розглядуваної системи визначаються виразом [14]

$$\frac{dW_{0s}}{dt} = -i \frac{e^2}{\pi v_z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\varepsilon(\omega)} \left(\int_0^\infty \frac{\kappa d\kappa}{\kappa^2 + k^2} + F_0(\omega, \rho_1) \frac{K_0(k\rho_1)}{\Delta_0} \right) d\omega \quad (4.2)$$

$$\text{де } \Delta_0 = \left(\varepsilon(\omega) \frac{I'_0(k\rho_1)}{I_0(k\rho_1)} - \frac{K'_0(k\rho_1)}{K_0(k\rho_1)} - \frac{\omega_{0L}^2 k\rho_1}{\omega^2} \right) I_0(k\rho_1) K_0(k\rho_1);$$

$$F_0(\omega, \rho_1) = K'_0(k\rho_1)(1 - \varepsilon(\omega)) + \frac{\omega_{0L}^2 k\rho_1}{\omega^2} K_0(k\rho_1).$$

Перший доданок в (4.2) відповідає виразу для втрат енергії частинки в безмежному середовищі [11].

У виразі (4.2) існує полюс $\varepsilon(\omega) = 0$, який визначає втрати енергії частинки на збудження плазмонів в 3D-плазмовому циліндрі з кінцевим радіусом без 2D-шару. На частоті $\omega_{L\varepsilon} = \omega_L / \sqrt{\varepsilon_0}$ ці втрати дорівнюють [14]

$$\frac{dW_{0s}^{(1)}}{dt} = - \frac{e^2 \omega_{L\varepsilon}^2}{v_z \varepsilon_0} \int_0^\infty \left(1 - \frac{J_0(\kappa \rho_1)}{I_0(k_s \rho_1)} \right) \frac{\kappa d\kappa}{\kappa^2 + k_{L\varepsilon}^2}, \quad (4.3)$$

де $k_{L\varepsilon} = \omega_{L\varepsilon} / v_z$. Видно, що підінтегральний вираз є осцилюючою величиною від радіального хвильового числа κ . Осциляції викликані впливом на частинку поля плазмона, відбитого від межі.

В результаті інтегрування виразу (4.3) отримаємо

$$\frac{dW_{0s}^{(1)}}{dt} = -\frac{2e^2\omega_{L\varepsilon}^2}{v_z\varepsilon_0} \left(2\ln \frac{\kappa_c v_z}{\omega_{L\varepsilon}} - \frac{K_0(k_{L\varepsilon}\rho_1)}{I_0(k_{L\varepsilon}\rho_1)} \right).$$

Тут враховано обмеження верхньої межі інтегрування в першому доданку виразу (4.3) значенням $\kappa_c \sim 1/a$. Зазначимо, що якщо поверхня напівпровідникового циліндра є ідеально-провідною, то вираз (4.3) приймає вигляд [14]

$$\frac{dW_{0s}^{(1)}}{dt} = -\frac{2e^2\omega_{L\varepsilon}^2}{v_z\varepsilon_0} \left(1 - \frac{1}{I_0(k_{L\varepsilon}\rho_1)} \right) \ln \frac{\kappa_c v_z}{\omega_{L\varepsilon}}.$$

Видно, що наявність межі приводить до зменшення втрат енергії частинки.

На рис. 4.3(а) наведено залежність втрат енергії частинки на збудження плазмонів від радіуса напівпровідникового циліндра.

Поліс $\Delta_0 = 0$ (4.2) обумовлює збудження власних симетричних хвиль розглядуваної структури. При цьому втрати енергії частинки мають вигляд [14]

$$\frac{dW_{0s}^{(2)}}{dt} = -\frac{2e^2\omega_{01}F_0(\omega_{01},\rho_1)K_0(k_{01}\rho_1)}{v_z\varepsilon(\omega_{01})|\Delta'_{0\omega}(\omega_{01})|}.$$

де, як наведено вище, $k_{01} = \omega_{01}/v_z$, а частота ω_{01} визначається перетином дисперсійної залежності ($\Delta_0 = 0$) досліджуваної структури з прямою $\omega = kv_z$.

У випадку руху частинки вздовж осі плазмового 2D-шару ($\varepsilon(\omega)=1$) маємо

$$\frac{dW_{0s}^{(2)}}{dt} = -\frac{2e^2 \omega_{01}}{v_z |f'_\omega|} \frac{K_0(k_{01}\rho_1)}{I_0(k_{01}\rho_1)},$$

$$\text{де } f(\omega) = 1 - \frac{\omega_{0L}^2 \rho_1^2}{v_z^2} I_0(k\rho_1) K_0(k\rho_1), \quad f(\omega_{01}) = 0.$$

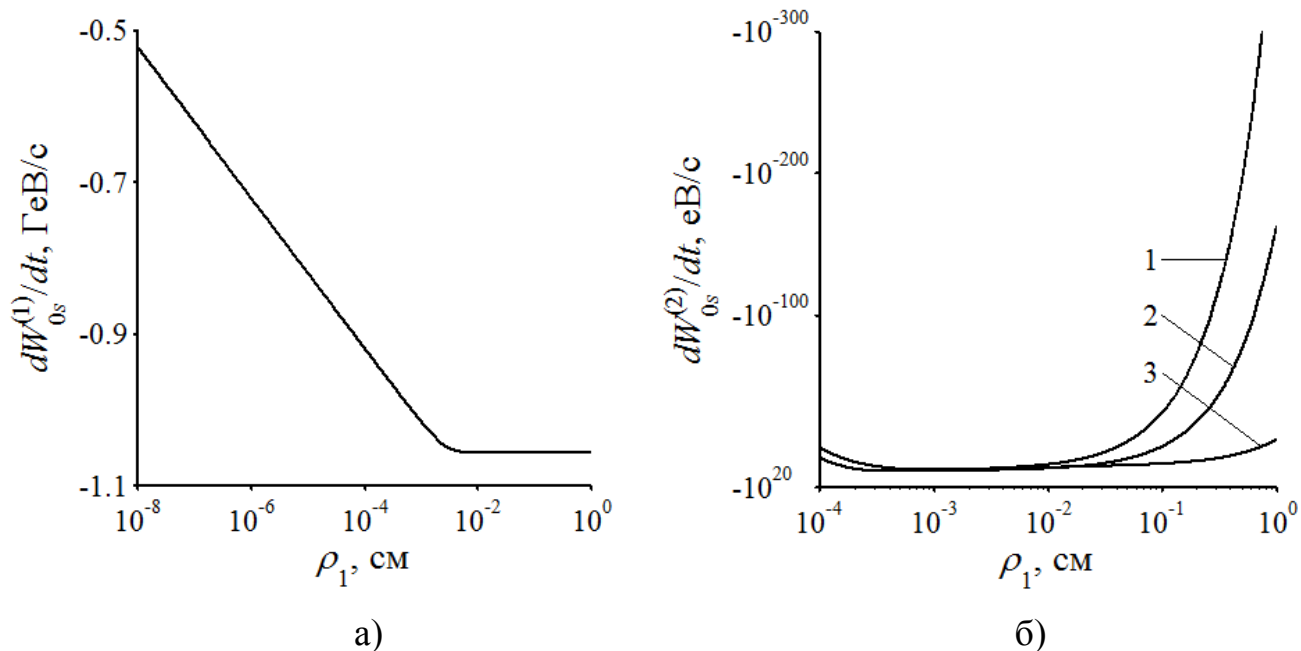


Рисунок 4.3 – Залежності потужності втрат електрона в одиницю часу на збудження плазмонів у n-InSb циліндрі без 2D-газу від радіуса циліндра (а) і на збудження симетричних поверхневих хвиль в n-InSb циліндрі з 2D-газом (1), циліндричному плазмовому 2D-шарі (2) і діелектричному циліндрі з 2D-газом (3) від радіуса структури (б)

На рис. 4.3(б) наведено залежності втрат енергії електрона, що рухається вздовж осі напівпровідникового або діелектричного циліндра з 2D-газом, або плазмового 2D-шару, на збудження власних симетричних хвиль від радіуса циліндра ρ_1 . Максимальні втрати енергії спостерігаються в напівпровідниковому циліндрі з 2D-газом і плазмовому 2D-шарі з радіусами ρ_1 в інтервалі $10^{-4} \dots 10^{-1}$ см, а в діелектричному циліндрі з 2D-газом – $10^{-4} \dots 1$ см. В перших двох структурах при $\rho_1 > 10^{-1}$ см втрати енергії електрона різко

убувають, що обумовлено зменшенням ступеню взаємодії електричного поля електрона з межею розділу середовищ.

4.4 Висновки до розділу 4

В цьому розділі досліджено черенковські механізми збудження поверхневих хвиль в циліндричних структурах з 2D-електронним газом. Вивчено втрати енергії швидкої зарядженої частинки, що рухається прямолінійно і рівномірно у вакуумі над напівпровідниковим або діелектричним середовищем циліндричної конфігурації з двовимірним електронним газом на його поверхні або всередині каналу вздовж повздовжньої осі (симетрії) структури [14, 18]. Крім того, зазначено особливості втрат енергії рухомого зарядженого кільця, яке охоплює структуру, зокрема нанотрубку [14].

Встановлено, що в процесі руху зарядженого кільця, яке охоплює вказані структури, збуджуються тільки аксіально-симетричні поверхневі хвилі [14, 18]. При цьому втрати енергії рухомого заряду значно зростають. Так відношення втрат енергії зарядженого кільця до втрат енергії точкового заряду на збудження симетричної моди досягають величини e_h^2/e^2 . Виявлено особливості залежності від радіуса 3D+2D-плазмового циліндра втрат енергії заряду при його русі над структурою і всередині неї [14]. Вони пов'язані з геометрією структури та обумовлені властивостями модифікованих функцій Бесселя та їх похідних за аргументом. Показано, що під час руху зарядженої частинки вздовж осі напівпровідникового циліндра збуджуються плазмони [14].

РОЗДІЛ 5

ЗБУДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ «ШЕПОЧУЧОЇ ГАЛЕРЕЇ» В ЦИЛІНДРИЧНОМУ РЕЗОНАТОРІ АЗИМУТАЛЬНО-ПЕРІОДИЧНИМ ПОТОКОМ ЕЛЕКТРОНІВ

Розвиток вакуумної електроніки та її просування в короткохвильовий діапазон довжин хвиль стикаються з труднощами конструктивного характеру, що загалом пов'язані з малими розмірами електродинамічних структур відносно довжин хвиль. При цьому виникає необхідність використання сильнотрумових електронних пучків [43]. В результаті, зі збільшенням рівнів потужностей джерел збудження коливань в електродинамічних структурах виникає необхідність подолання труднощів, пов'язаних з явищами електричних пробоїв. Це приводить до використання в класичних приладах надрозмірних багатомодових електродинамічних структур і, отже, до вирішення проблеми селекції збуджуваної моди.

В даному розділі показано можливість використання нових підходів до створення джерел електромагнітних коливань в міліметровому діапазоні довжин хвиль, які не мають обмежень для освоєння терагерцевого діапазону частот. Основний підхід побудовано на використанні електродинамічних властивостей квазіоптичного ЦДР [41], який використовується в якості основного елементу автоколивальної резонансної системи. Досліджено можливість генерації мікрохвильового випромінювання в системі з азимутально-періодичним струмом релятивістського електронного пучка, що збуджує високодобротний квазіоптичний діелектричний резонатор. Чисельно визначено власні параметри циліндричного фторопластового резонатора. Детекторним приймачем 8-мм діапазону зареєстровано випромінювання системи, що досліджувалась.

Основні матеріали даного розділу представлено в наукових статтях [3, 44, 45] і на міжнародних конференціях [6, 7, 46–48].

5.1 Власні параметри циліндричного діелектричного резонатора з робочими модами в діапазоні 34...43 ГГц

Розглянемо високодобротний квазіоптичний ЦДР (рис. 5.1), який є основою мікрохвильового генератора. Радіус і повздовжній розмір ЦДР дорівнюють ρ_1 і L відповідно. Резонатор виготовлено з ізотропної речовини з діелектричною проникністю $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1(1 + itg\delta_1)$ (де $tg\delta_1$ – тангенс кута утрат) і на торцях обмежено плоскими ідеально-провідними поверхнями. Магнітна проникність речовини резонатора $\mu_1 = \mu'_1 + i\mu''_1$. Навколишнє середовище є ізотропним і характеризується електрофізичними параметрами ε_2 і μ_2 . В подальших дослідженнях використовуються речовини з параметрами $\mu_1 = \mu'_1 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 = 1$ і $\mu_2 = \mu'_2 = 1$.

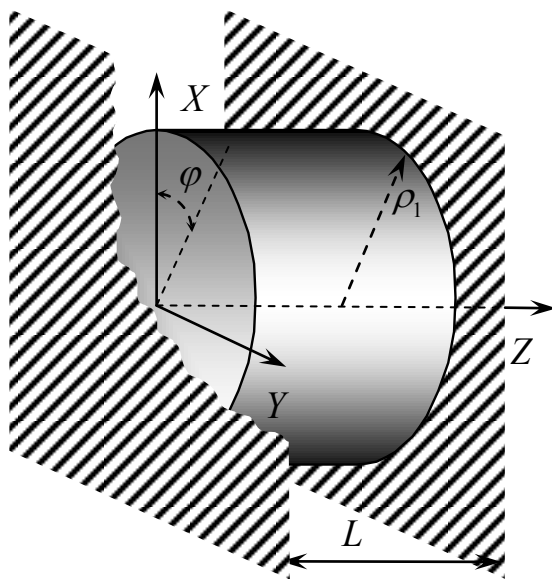


Рисунок 5.1 – ЦДР з торцевими провідними поверхнями

Власна частота $\omega_p = \omega'_p - i\omega''_p$ ЦДР з p -ою модою визначається розв'язком дисперсійного рівняння [41, 44, 45, 112]

$$(\alpha_1 - \alpha_0)(\varepsilon_1 \alpha_1 - \alpha_0) = \xi^2, \quad (5.1)$$

$$\text{де } \alpha_1 = \frac{1}{q_1 \rho_0} \frac{J_n'(q_1 \rho_1)}{J_n(q_1 \rho_1)}; \alpha_0 = \frac{1}{q_2 \rho_0} \frac{H_n^{(1)'}(q_2 \rho_1)}{H_n^{(1)}(q_2 \rho_1)}; \xi = \frac{\omega_p q_z n (1 - \varepsilon_1)}{c q_1^2 q_2^2 \rho_1^2}; q_v^2 = q_p^2 - q_z^2;$$

$$v = \begin{cases} 1, \rho \leq \rho_1 \\ 2, \rho > \rho_1 \end{cases}, \text{ в яких } q_p = \sqrt{\varepsilon_v \mu_v} \frac{\omega_p}{c}, q_z = l\pi/L \text{ і } p \equiv nsl \text{ (модові індекси:}$$

азимутальний n , радіальний s і аксіальний l).

Аксіальні компоненти електромагнітного поля власного коливання ЦДР мають вигляд [41, 113]

$$E_{zv} = D_n \psi_c G_v(\rho); \quad H_{zv} = C_n \psi_s G_v(\rho) \quad (5.2)$$

де D_n і C_n – функціонально пов'язані між собою сталі;
 $\psi_c = \cos(q_z z) \exp i(n\varphi - \omega_p t)$ і $\psi_s = \sin(q_z z) \exp i(n\varphi - \omega_p t)$. Функції

$$G_v(\rho) = \begin{cases} J_n(q_1 \rho), & v = 1 \\ \frac{J_n(q_1 \rho)}{H_n^{(1)}(q_2 \rho_1)} H_n^{(1)}(q_2 \rho), & v = 2 \end{cases}$$

характеризують розподіл компонент поля за радіусом в v -середовищі. Поперечні компоненти поля визначаються через аксіальні (5.2):

$$\begin{aligned} q_v^2 E_{\varphi v} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial z} E_{zv} - i q_p \sqrt{\frac{\mu_v}{\varepsilon_v}} \frac{\partial}{\partial \rho} H_{zv}; \\ q_v^2 E_{\rho v} &= \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial z} E_{zv} + \frac{i q_p}{\rho} \sqrt{\frac{\mu_v}{\varepsilon_v}} \frac{\partial}{\partial \varphi} H_{zv}; \\ q_v^2 H_{\varphi v} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial z} H_{zv} + i q_p \sqrt{\frac{\varepsilon_v}{\mu_v}} \frac{\partial}{\partial \rho} E_{zv}; \\ q_v^2 H_{\rho v} &= \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial z} H_{zv} - \frac{i q_p}{\rho} \sqrt{\frac{\varepsilon_v}{\mu_v}} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_{zv}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

В резонаторі існують незалежні ЕН (Н типу) і НЕ (Е типу) коливання

[41, 113]. Однозначна відповідність розв'язку рівняння (5.1) певному типу коливання (Н або Е) можна ідентифікувати тільки після визначення домінуючої аксіальної компоненти поля, тобто порівняння модулів максимальних значень $|H_z|_{\max}$ і $|E_z|_{\max}$. При виконанні умови [41]

$$|(\alpha_1 - \alpha_0)^{1/2}(\varepsilon_1 \alpha_1 - \alpha_0)^{-1/2}| \gg 1$$

в резонаторі мають місце власні НЕ коливання, стала C_n якого визначається через D_n : $C_n = -D_n \xi / (\alpha_1 - \alpha_0)$. В протилежному випадку буде ЕН коливання, для якого стала D_n визначається через C_n : $D_n = -C_n \xi / (\varepsilon_1 \alpha_1 - \alpha_0)$.

Густина електромагнітної енергії поля в резонаторі з власним коливанням j типу (під j маємо на увазі Н або Е) визначається співвідношенням [41]

$$w_v^j = \frac{1}{16\pi} (\vec{E}_v \vec{D}_v^* + \vec{H}_v \vec{B}_v^*) + \text{к.с.}.$$

Компоненти векторів $\vec{E}_v$ і $\vec{H}_v$ визначаються співвідношеннями (5.2) і (5.3), а $\vec{D}_v = \varepsilon_v \vec{E}_v$ і $\vec{B}_v = \mu_v \vec{H}_v$.

Чисельно та експериментально було досліджено циліндричний фторопластовий ($\varepsilon_1 = 2,04(1+1,7 \times 10^{-4}i)$ [41]) резонатор з радіусом $\rho_1 = 3,9$ см і повздовжнім розміром $L = 0,9$ см [3, 4, 8, 41]. Забезпечено взаємодію трубчатого релятивістського електронного пучка (РЕП) з власними модами резонатора Е-типу, які мають модові індекси: азимутальний $n = 36$, радіальний $s = 1$ і аксіальний $l = 0; 1; 2$ ($p \equiv nsl$). Вибір розмірів ЦДР і мод обумовлено робочим частотним діапазоном автоколивальної системи [3, 4], а тип мод – способом збудження резонатора [3–6]. Селекція мод з конкретним значенням азимутального індексу n здійснювалась використанням азимутальної періодичності електронного пучка. З урахуванням фазового синхронізму

збудження вищезазначених мод ЦДР здійснювалося електронним пучком, який складається з $n = 36$ струменів з кутовим рознесенням між ними за азимутальною координатою в $360^\circ/n = 10^\circ$. Для забезпечення гарного зв'язку пучка з модами "шепочучої галереї" пучок розміщувався поблизу циліндричної поверхні діелектрика. В експериментах і в чисельних розрахунках середній радіус пучка $\rho_b = 4,3$ см. Кожен струмінь пучка мав круговий розріз з діаметром $d = 0,5$ см.

В чисельному моделюванні процесу збудження ЦДР азимутально-періодичним током (багатоструминним потоком електронів) використовувалась теорія, що була побудована в роботі [9]. Ця теорія, що побудована на основі загальної теорії збудження резонаторів [32], дозволила дати кількісну оцінку спектра збуджуваних коливань, їх амплітуди та енергію поля в резонаторі.

В таблиці 5.1 наведено власні частоти $\omega'_p / 2\pi$ і добротності Q^E резонатора з модами Е типу, які мають модові індекси $n = 36$, $s = 1$ і $l = 0; 1; 2$. Вибір розмірів ЦДР і його мод обумовлено робочим частотним діапазоном розглянутого нижче мікрохвильового генератора, а тип мод – способом збудження резонатора.

Таблиця 5.1 – Власні частоти і добротність
ЦДР з модами Е типу

	Мода		
	TM _{36 1 0}	HE _{36 1 1}	HE _{36 1 2}
Частота, ГГц	34,9916	36,8385	42,0046
Добротність	4870	6035	6056

На рис. 5.2 наведено структури полів власних коливань Е типу ЦДР. Двовимірні подання $E_{z\nu}$ компоненти поля відображають його топологію на площині (X, Y) . Значення відповідних величин подано рівневою градацією білого і чорного кольорів. Чорний і білий кольори відповідають максимальним

значенням поля, зсунутим за фазою на π .

Видно (див. рис. 5.2), що енергії полів слабозгасаючих коливань "шепочучої галереї" зосереджено всередині діелектрика поблизу циліндричної поверхні резонатора. Для збудження коливань в ЦДР необхідно внести в поле його власного коливання джерело змінної енергії, частота флуктуації якої дорівнює ω'_p .

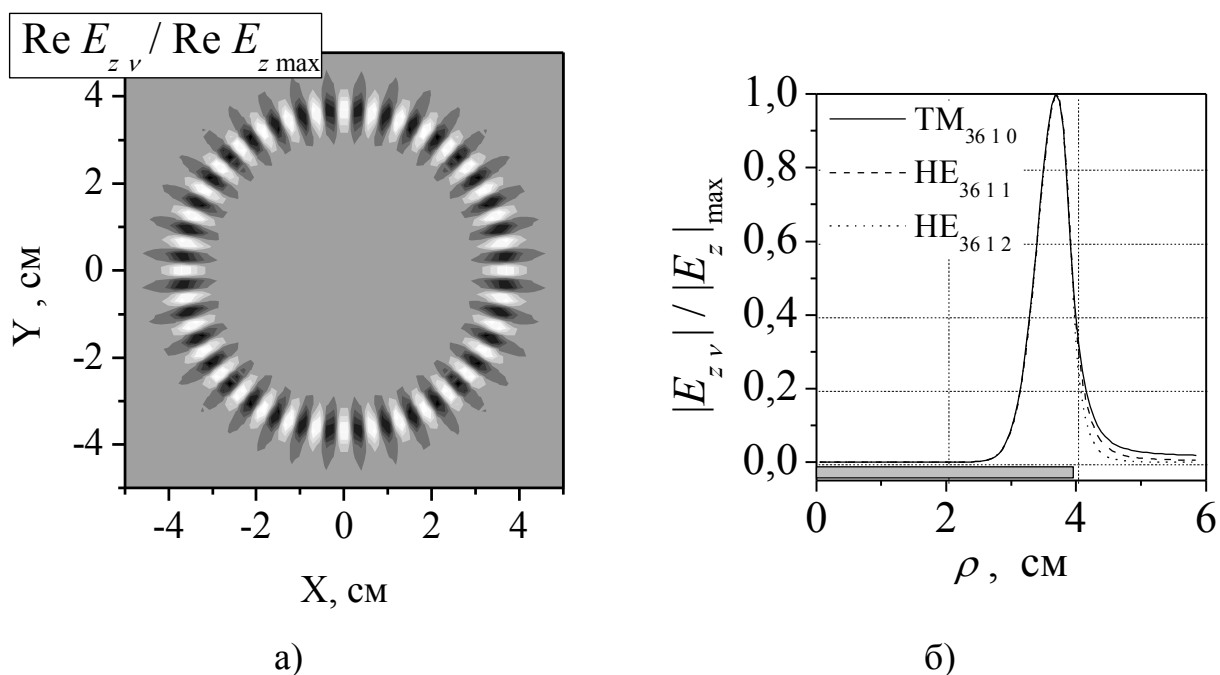


Рисунок 5.2 – Розподіл E_{zv} компонент HE і TM коливань в ЦДР

Використання як збудника штирьової антени [41] або потоку електронів, орієнтованих паралельно бічній поверхні резонатора, дозволяє збуджувати в ньому коливання Е типу. Для селекції мод з конкретним значенням азимутального індексу n необхідно використовувати азимутально-періодичний електронний пучок. З урахуванням фазового синхронізму для збудження вищерозглянутих мод ЦДР є необхідним електронний пучок, який складається з 36 потоків з кутовим рознесенням між ними за азимутальною координатою в 10° .

5.2 Ідеологія автоколивальної системи на основі ЦДР

Розглянутий вище ЦДР може бути використано як коливальна система в електронних приладах з короткочасною взаємодією, в яких час прольоту електрона між торцевими стінками резонатора менше півперіоду (або порівнянний з непарною кількістю півперіодів) його власного коливання.

Нами було здійснено оцінку можливості генерації електромагнітного випромінювання в розглядуваній автоколивальній системі.

На рис. 5.3 наведено структуру автоколивальної системи на основі квазіоптичного ЦДР. Електрони, що емітуються катодом (1) в результаті дії прискорювального поля діода, який утворено катодом і анодом (3), проходять через отвір в торцевій стінці ЦДР і формують азимутально-періодичний пучок з радіусом $\rho_b > \rho_1$. Радіус ρ_b вибирається таким, щоб, з одного боку, здійснювалась взаємодія спадних полів у радіальних напрямках електронного пучка і власних коливань резонатора. З іншого боку, відстань між пучком і циліндричною поверхнею резонатора повинна мало впливати на його власні частоти. В іншому випадку частоти автоколивань будуть відрізнятися від ω'_p при збережених структурах полів коливань в ЦДР. Інша торцева стінка (5) ЦДР є колектором електронного пучка і має потенціал анода. Внаслідок флуктуацій електронів у сформованому пучку в резонаторі наводяться слабкі коливання. В результаті резонансної взаємодії на власних частотах ЦДР здійснюється збудження HE_{nsl} мод за рахунок відбирання енергії від електронів пучка.

В розглянутій автоколивальній системі (див. рис. 5.3) електрони взаємодіють з високочастотним електромагнітним полем, що зосереджено між стінками ЦДР. Це поле здійснює модуляцію електронних потоків за швидкістю. При подальшому русі електронів поза полем резонатора, в результаті різниці їх швидкостей, в потоках утворюються скупчення і розрідження, тобто здійснюється модуляція за густиною.

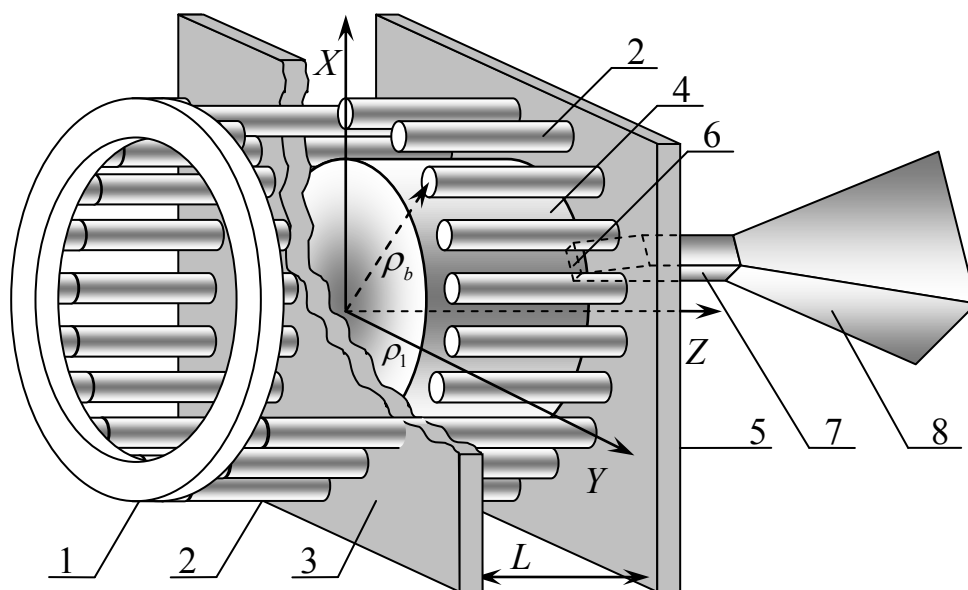


Рисунок 5.3 – Автоколивальна система на основі ЦДР з модою "шепочучої галереї" 1 – катод; 2 – азимутально-періодичний електронний пучок; 3 – анод-торцева стінка ЦДР; 4 – ЦДР; 5 – колектор-торцева стінка ЦДР; 6 – щілина; 7 – хвилевід; 8 – рупор

Енергія HE_{nsl} моди ЦДР перетворюється на випромінювання у разі збудженні її полем щілинного випромінювача, який розміщено в максимумі однієї локалізації (варіації як за радіальною, так і за азимутальною координатами) поля. При цьому прямокутний щілинний випромінювач в торцевій стінці ЦДР орієнтується так, щоб його довша сторона була перпендикулярною до радіуса резонатора [41]. Випромінювач через трансформаторне зчленування узгоджується з прямокутним хвилеводом, який з'єднано з пірамідальним рупором.

5.3 Короткий опис експериментальної установки

Попередні експериментальні дослідження автоколивальної системи було проведено на сильнотривовому електронному прискорювачі "Темп-А" ННЦ «ХФТІ», який формує РЕП з енергією 500 кеВ за тривалості імпульсу 5 мкс за рівнем половинної потужності. На рис. 5.4 наведено структуру

експериментального мікрохвильового генератора.

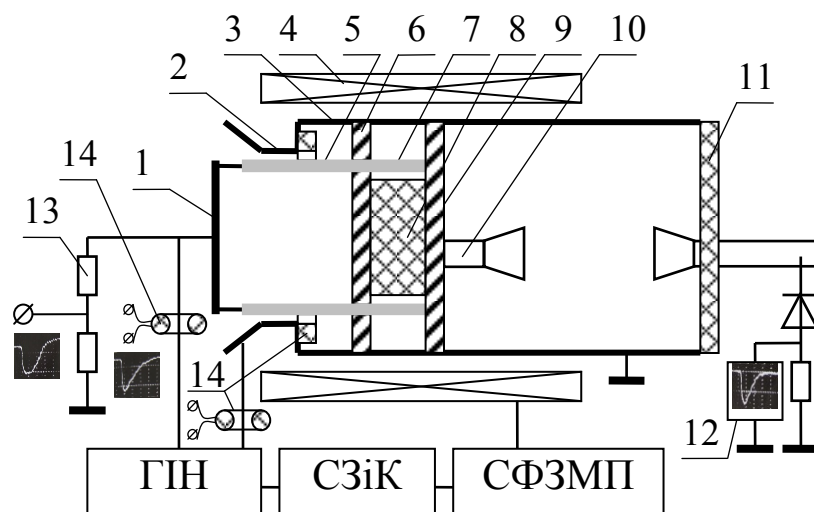


Рисунок 5.4 – Експериментальна установка

1 – катод; 2 – анод; 3 – лайнер; 4 – соленоїд; 5 – трубчастий пучок; 6 – перфорована торцева стінка ЦДР; 7 – азимутально-періодичний РЕП; 8 – квазіоптичний ЦДР; 9 – колектор-торцева стінка ЦДР; 10 – випромінювач; 11 – діелектричне вікно; 12 – детекторний приймач; 13 – подільник напруги; 14 – датчик струму (пояс Роговського); ГІН – генератор імпульсної напруги; СЗіК – система запуску і керування; СФЗМП – система формування зовнішнього магнітного поля

Запасена енергія в генераторі імпульсної напруги (ГІН) Маркса дорівнює 10 кДж в результаті заряджання його ступенів напругою ± 40 кВ. Імпульс високої напруги ГІНа прикладається до магнітоізовованого діода, циліндричний ізолятор якого складається з поперемінних ізоляційних і градієнтних кілець. Крайковий циліндричний катод виготовлено з нержавіючої сталі та має діаметр 100 мм. Трубчастий електронний пучок формується діодом магнетронного типу. Величина емісійного струму електронного пучка, яка дорівнює 3...4 кА, визначається діаметром вхідного циліндричного анода, величина якого дорівнює 150 мм. Діаметр циліндричного лайнера транспортування електронів також дорівнює 150 мм. В такій системі граничний

вакуумний струм електронного пучка складає величину ~ 4 кА. Електронний пучок транспортується повздовжнім зовнішнім магнітним полем соленоїда з максимально можливою індукцією до 0,8 Тл, яка забезпечується системою формування зовнішнього магнітного поля. Період зовнішнього магнітного поля дорівнює 12,5 мс. В області катода значення індукції магнітного поля складає величину $\sim 75\%$ від значення індукції всередині соленоїда. За такої конфігурації магнітного поля в лайнері формується трубчастий РЕП із середнім діаметром 82 мм і товщиною стінки 5 мм (див. рис 5.5(а)).

Формування азимутально-періодичного електронного пучка (див. рис. 5.5(б)) здійснюється в результаті проходження трубчастого РЕП через перфоровану торцеву стінку ЦДР. В результаті формуються 36 електронних потоків, що синхронізовані за фазою. Радіус ρ_b азимутально-періодичного РЕП дорівнює 41 мм, а діаметр кожного електронного потоку – 4 мм.



а)



б)

Рисунок 5.5 – Відбитки трубчастого (а) і сформованого азимутально-періодичного (б) РЕП

5.4 Результати експериментальних досліджень

Просторово-періодичний за азимутальним кутом РЕП, який поширювався поблизу циліндричної поверхні фторопластового резонатора, збуджував в ньому власну HE_{3611} моду з частотою в діапазоні 35...42 ГГц при $0 \leq l \leq 2$.

Виведення енергії мікрохвильового випромінювання здійснювалося через прямокутну щілину в провідній торцевій стінці резонатора, яка через трансформаторне узгоджувальне зчленування переходила в металевий прямокутний 8-мм хвилевід, який з'єднано з пірамідальним рупором.

Контроль і вимірювання параметрів сильнотрмового прискорювача електронів здійснювалися високовольтним подільником напруги та індуктивними датчиками струмів, які розміщувалися в колах ввідного та зворотного струмоводів магнітоізовованого діода, і в області транспортування трубчастого РЕП. Індукція зовнішнього магнітного поля соленоїда вимірювалась індуктивним магнітним зондом. Коефіцієнт поділу напруги, який дорівнює 10^3 із урахуванням роботи ГІНа в аперіодичному режимі, підбирався з умови реєстрації сигналу на широкосмуговому осцилографі із застосуванням низьковольтного подільника напруги, вхідний і вихідний опір якого мали значення 50 Ом.

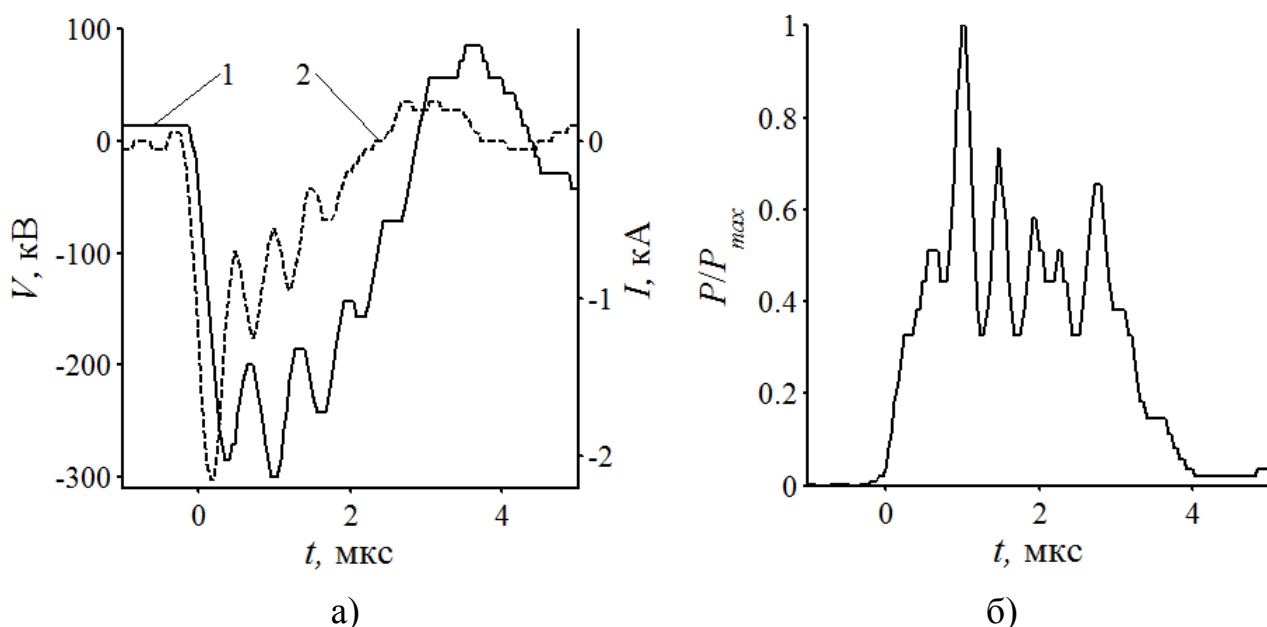


Рисунок 5.6 – Осцилограми напруги сильнотрмового діода (1, ліва вісь ординат) і струму РЕП (2, права вісь ординат) (а) і нормованої потужності мікрохвильового випромінювання (б)

Мікрохвильове випромінювання досліджуваної системи зареєстровано

детекторним приймачем 8-мм діапазону довжин хвиль. На рис. 5.6 наведено осцилограми імпульсів струму РЕП, напруги магнітоізовованого сильнотрумового діода і нормованої потужності мікрохвильового випромінювання. Їх тривалості дорівнюють ~ 3 мкс, а амплітуди струму і напруги відповідно дорівнюють 2,2 А і 300 кВ.

5.5 Висновки до розділу 5

В результаті запропоновано спосіб генерації ВВЧ-випромінювання в системі з азимутально-періодичним струмом електронного пучка, який збуджує високодобротний квазіоптичний фторопластовий ЦДР з HE_{3611} модою на частоті в діапазоні 35...42 ГГц при $0 \leq l \leq 2$ [3–6]. Визначено власні параметри циліндричного фторопластового резонатора діаметром $2\rho_1 = 7,8$ см і повздовжнім розміром $L = 0,9$ см [3, 4]. Встановлені за допомогою розробленого програмного забезпечення властивості полів мод "шепочучої галереї" враховано в процесі розроблення і експериментальних дослідженнях резонансних електродинамічних систем. Здійснено вивід електромагнітної енергії з високодобротного ЦДР у разі збудження щілинного випромінювача, розміщеного в максимумі однієї локалізації поля HE_{3611} моди. У восьмиміліметровому діапазоні довжин хвиль експериментально зареєстровано випромінювання автоколивальної системи на основі ЦДР з модами "шепочучої галереї", який збуджується азимутально-періодичним струмом РЕП [3, 4, 6]. Здійснено селекцію несиметричних мод з азимутальним індексом $n = 36$ [3, 4]. Здійснено перетворення енергії моди "шепочучої галереї" ЦДР у випромінювання при збудженні її полем щілинного випромінювача, який розміщено в торцевій стінці резонатора в максимумі однієї варіації поля. Показано можливість застосування дослідженої автоколивальної системи з прийнятними геометричними параметрами в субміліметровому діапазоні довжин хвиль [3].

ВИСНОВКИ

1. **Набула розвиток** теорія втрат енергії швидких зарядів на збудження власних хвиль в середовищах, які містять двовимірний електронний газ [14–19]. **Показано**, що під час руху зарядженої частинки по спіральній траєкторії навколо твердотільного плазмподібного (напівпровідникового) циліндра з 2D-електронним газом на його бічній поверхні в системі збуджуються власні хвилі електростатичного походження [15–17, 19]. **Встановлено**, що в діелектричному циліндрі ці хвилі виникають тільки за наявності 2D-газу і є поверхневими. **Зазначено**, що власні електростатичні хвилі 3D- і 3D+2D-плазмових циліндрів, що розміщені в повздовжньому однорідному магнітному полі, є об'ємно-поверхневими або поверхневими в залежності від частотного діапазону. Власні хвилі плазмового 2D-шару є поверхневими. **Виявлено**, що в процесі руху зарядженої частинки вздовж осі напівпровідникового циліндра з 2D-газом окрім симетричних хвиль збуджуються плазмони [14].

2. **Показано**, що власні хвилі електродинамічних циліндричних систем збуджуються в умовах черенковського і (або) магнітогальмівного резонансів(у). Збудження 3D+2D-плазмового циліндра здійснюється в умовах магнітогальмівних резонансів, коли співпадають частоти і повздовжні хвильові числа власних хвиль системи і хвиль зарядженої частинки при ефекті Доплера. **Зазначено**, що за допомогою зміни величини зовнішнього магнітного поля можна здійснювати селекцію збуджуваних мод.

3. **Вперше виявлено** ефект невзаємності збудження і поширення власних хвиль 3D+2D-плазмового (3D-плазмового) циліндра з ідентичними структурами розподілів полів, але з різними напрямками поширення за азимутальною координатою [16].

4. **Продемонстровано** можливість генерації слабозгасаючих електромагнітних коливань у надрозмірних ЦДР, коли їх поперечні розміри на порядок перевищують довжини генерованих хвиль [3, 6]. В такій системі експериментально здійснено збудження власних коливань "шепочучої галереї"

ЦДР в діапазоні 35...42 ГГц.

5. Вперше здійснено селекцію власних мод ЦДР при його збудженні азимутально-періодичним електронним пучком. Збуджено моди резонатора з азимутальним індексом $n = 36$ завдяки транспортуванню азимутально-періодичного 36-струминного потоку електронів над циліндричною поверхнею резонатора [3, 6].

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Релятивистские генераторы поверхностной волны с одно- и двумерно-периодическими структурами / Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, А. М. Малкин, А. С. Сергеев // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, Вып. 12. – С. 84-97.
2. Квазиоптическая теория релятивистских генераторов поверхностной волны коаксиальной и цилиндрической геометрии / Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, А. М. Малкин, А. С. Сергеев // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, Вып. 2. – С. 119-128.
3. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с модами "шепчущей галереи" / А. В. Дормидонтов, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Лонин, А. Г. Пономарев, Ю. В. Прокопенко, Г. В. Сотников, В. Т. Уваров, Ю. Ф. Филиппов // Письма в Журнал технической физики. – 2012. – Т. 38, Вып. 2. – С. 65-73.
4. Возбуждение миллиметровых волн сильноточным РЭП в диэлектрическом резонаторе / К. В. Галайдыч, Ю. Ф. Лонин, А. Г. Пономарев и др. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Ядерно-физические исследования. – 2012. – Вып. 58, № 3(79). – С. 174-178.
5. Nonlinear analysis of mm waves excitation by high-current REB in dielectric resonator / K. V. Galaydych, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko, G. V. Sotnikov. // Problems of Atomic Science and Technology. *Series: "Plasma Physics"*. Вопросы атомной науки и техники. – 2012. – Issue 18, № 6(82). – P. 158-160.
6. Application of the Quasi-Optical Dielectric Resonator in the Resonant Auto-Oscillatory System / A. V. Dormidontov, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko // Proc. of the 12-th Int. Conf. on Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. TCSET*2014 (Lviv-Slavske, Ukraine), 2014. – P. 176.
7. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с

модами «шепчущей галереи» / А. В. Дормидонтов, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Лонин, А. Г. Пономарев, Ю. В. Прокопенко, Г. В. Сотников, В. Т. Уваров // Матер. 21-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2011 (г. Севастополь), – 2011. – Т. 1. – С. 277-278.

8. Whispering Gallery Mode Resonators in Microwave Physics and Technologies / A. Barannik, N. Cherpak, A. Kirichenko, Yu. Prokopenko, S. Vitusevich, V. Yakovenko // International Journal of Microwave and Wireless Technologies. – July, 2016. – P. 1-16.

9. Mathematical model of an excitation by electron beam of "whispering gallery" modes in cylindrical dielectric resonator / K. V. Galaydych, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko, G. V. Sotnikov // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Physics". – 2010. – Issue 16, № 6. – P. 123-125.

10. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме / Дж. Бекефи (перевод с англ. М. Д. Райзера, под редакцией А. А. Веденова). – М.: Мир, 1971. – 437 с.

11. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 620 с.

12. Силин В. П. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред / В. П. Силин, А. А. Рухадзе. – М.: Госатомиздат, 1961. – 244 с.

13. Потери энергии заряженной частицы, движущейся по спиральной траектории / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2014. – 5(19), № 1. – С. 29-41.

14. Потери энергии быстрых зарядов в структурах с двумерным электронным газом / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // ЖТФ. – 2015. – Т. 85, Вып. 7. – С. 125-132.

15. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение собственных волн в цилиндрических структурах с двумерным электронным газом / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 4. – С. 63-72.

16. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение волн в полупроводниковом цилиндре с двумерным электронным

газом на боковой поверхности / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 4. – С. 24-30.

17. Собственные частоты цилиндрических структур с плазменным слоем / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Матер. 24-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". КрыМиКо, 2014 (г. Севастополь), – 2014. – Т. 2. – С. 633-634.

18. The Energy Loss of High-Velocity Charges in the Structures with Two-Dimensional Electron Gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proceedings of the 15-th Inter. Conf. MMET*2014 (Dnipropetrovsk, Ukraine), – 2014. – P. 209-212.

19. Dormidontov A. V. Excitation of Waves in a Semiconductor Cylinder with 2D-Gas on the Side Surface by a Charged Particle moving along the Spiral Path around the Cylinder / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, V. M. Yakovenko // Proc. of the 9-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2016 (Kharkov, Ukraine), – 2016.

20. Energy losses analysis of charged particle moving in inhomogeneous medium / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proc. Int. Conf. MIKON*2014 (Gdansk, Poland), – 2014. – Vol. 2. – P. 719-722.

21. Study of energy loss of charged particle on eigen modes in the cylindrical structure with thin plasma layer on its lateral surface / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proceedings of the 14-th YSC*2014 (Kharkov, Ukraine), – 2014.

22. Дормидонтов А. В. Вынужденные колебания в диэлектрическом шаре при возбуждении кольцевым модулированным током / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // Матер. 19-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" КрыМиКо, 2009 (г. Севастополь), – 2009. – Т. 2. – С. 525-526.

23. Dormidontov A. V. Excitation of spherical dielectric resonator by ring periodical current / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, Yu. F. Filipov // Proc. of the 7-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2010 (Kharkov, Ukraine), – 2010.

24. Дормидонтов А. В. Спектр диэлектрического шарового резонатора, возбуждаемого азимутально-периодическим электрическим током / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // Матер. 20-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2010 (г. Севастополь), – 2010. – Т. 2. – С.673-674.

25. Аверков Ю. О. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение поверхностных магнитоплазмонов в структуре с двумерной и трёхмерной плазмой / Ю. О. Аверков, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2015. – Т. 148, Вып. 4. – С. 799-805.

26. Ведерников А. И. Плазменные колебания в нанотрубках и эффект Ааронова-Бомы для плазмонов / А. И. Ведерников, А. О. Говоров, А. В. Чаплик // ЖЭТФ. – 2001. – Т. 120, Вып. 4(10). – С. 979-985.

27. Ведерников А. И. Колебательные моды и электронно-фононное взаимодействие в полупроводниковых нанотрубках / А. И. Ведерников, А. В. Чаплик // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38. Вып. 11. – С. 1358-1363.

28. Чаплик А. В. Поверхностные магнитоплазмоны в структуре с двумерной и трёхмерной плазмой / А. В. Чаплик // ЖЭТФ. – 2013. – Т. 144. Вып. 1(7). – С. 215-220.

29. Ханкина С. И. Поверхностные плазменные волны на неровной границе твёрдого тела / С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // Известия вузов. Радиофизика. – 2002. – Т. 46. Вып. 10. – С. 887-893.

30. Ханкина С. И. Поверхностные электронные состояния, создаваемые релеевской волной / С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // ЖЭТФ. – 2007. – Т. 131. Вып. 3. – С. 518-524.

31. Аверков Ю. О. Неустойчивость трубчатого электронного пучка при взаимодействии с плазмоподобной средой / Ю. О. Аверков, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т. 7(21), Вып. 2. – С. 28-35.

32. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны / Л. А. Вайнштейн. – М.: Радио и связь, 1988, – 440 с.
33. Александров А. Ф. Основы электродинамики плазмы / А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. – М.: Высшая школа, 1978. – 407 с.
34. Кузелев М. В. Плазменная релятивистская СВЧ электроника / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков. – М.: изд. МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 542 с. – ISBN: 5-7038-2004-9.
35. Электродинамика плазмы / под. ред. А. И. Ахиезера. – М: Наука, 1974. – 720 с.
36. Ахиезер А. И. О высокочастотных колебаниях электронной плазмы / А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг // ЖЭТФ. – 1951. – Т. 21, Вып. 11. – С. 1262-1269.
37. Энциклопедия низкотемпературной плазмы в 9 т., Т. 4. / под ред. акад. В. Е. Фортова. – М.: Наука, 2000 – Т. 4. – 506 с.
38. The Split-Cavity Oscillator: A High-Power E-Beam Modulator and Microwave Source / B. M. Marder, M. C. Clark, L. D. Bacon, et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1992. – Vol. 20, Issue 3. – P. 312-331.
39. Аверков Ю. О. Неустойчивость трубчатого электронного пучка, движущегося над диэлектрическим цилиндром / Ю. О. Аверков, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // ЖТФ. – 2017. – Т. 87, № 10. – С. 1571-1577.
40. Аверков Ю. О. Взаимодействие потока заряженных частиц трубчатого пучка с собственными колебаниями диэлектрического цилиндра / Ю. О. Аверков, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т. 7(21), Вып. 4. – С. 68-76.
41. Квазиоптические твердотельные резонаторы: монография / А. Я. Кириченко, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов, Н. Т. Черпак. – Киев: Накова думка, 2008. – 286 с. – ISBN 978-966-00-0945-3.
42. Vacuum electronics / R. K. Parker, R. H. Abrams, B. G. Danly, B. Levush. // IEEE Transactions on Microwave theory and techniques. – 2002, – Vol. 50, Issue 3, –

P. 835-845.

43. Booske J. H. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation / J. H. Booske // *Physics of plasmas*. – 2008, – Vol. 15, Issue 5, (055502).

44. Дормидонтов А. В. Влияние индекса рефракции и температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптических цилиндрических диэлектрических резонаторов / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // *Известия вузов. Радиофизика*. – 2013. – Т. 56, № 6. – С. 428-442.

45. Дормидонтов А. В. Влияние температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптического цилиндрического диэлектрического резонатора / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // *Письма в ЖТФ*. – 2013. – Т. 39, Вып 8. – С. 71-79.

46. Дормидонтов А. В. Квазиоптический цилиндрический резонатор как датчик рефрактометра / А. В. Дормидонтов, Е. В. Кривенко, Ю. В. Прокопенко // *Матер. 22-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". КрыМиКо 2012 (г. Севастополь)*, – 2012. – Т. 2. – С. 847-848.

47. Dormidontov A. V. Sensor for two-resonator refractometer / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // *Proc. of the 8-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2013 (Kharkov, Ukraine)*, – 2013. – P. 543-545.

48. Дормидонтов А. В. Сенсор двухрезонаторного рефрактометра / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // *Матер. 23-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". КрыМиКо, 2013 (г. Севастополь)*, – 2013. – Т. 2. – С. 976-977.

49. *Физическая энциклопедия в 5-и томах / гл. ред. акад. А. М. Прохоров*. – Москва: Советская энциклопедия, 1988-1998.

50. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т., Т. 1 / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496 с.

51. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т., Т. 2 / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

– 648 с.

52. Трубецков Д. И. История электронных ламп сверхвысоких частот / В кн. Формирование радиоэлектроники. – М: Наука, 1998. Гл. 12, – С. 300-333.

53. High-power microwaves from a non-isochronous reflecting electron system / R. A. Mahaffey, P. A. Sprangle, J. Golden, C. A. Kapetanakis // Physical Review Letters. – 1977. – Vol. 39, № 13. – P. 843.

54. Генерация мощного СВЧ-излучения релятивистским электронным пучком в триодной системе / А. Н. Диденко, Я. Е. Красик, С. Ф. Перелыгин, Г. П. Фоменко // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5, Вып. 6. – С. 321.

55. Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью – виртод / Н. Н. Гадецкий, И. И. Магда, С. И. Найстетер, Ю. В. Прокопенко, В. И. Чумаков // Физика плазмы. – 1993. – Т. 19, Вып. 4. – С. 530.

56. Varian R. High frequency oscillator and amplifier / R. Varian, S. Varian // Journal of Applied Physics. – 1939. – Vol. 10, Issue 5. – P. 321.

57. Brittain J. E. The magnetron and beginning of the microwave age / J. E. Brittain // Physics Today. – 1985. – Vol. 38, Issue 7. – P. 60.

58. Слуцкий А. А. Механизм возбуждения колебаний многосегментных магнетронов / А. А. Слуцкий // ЖТФ. – 1947. – № 17. – С. 425.

59. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / под ред. А. Я. Усикова. – Киев: Наук. Думка, 1986. – 368 с.

60. Kompfner R. The invention of the traveling-wave tube / R. Kompfner. – San Francisco: San Francisco Press. – 1964. – 30 p.

61. Черенков П. А. Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ -радиации / П. А. Черенков // Доклады Академии наук СССР. – 1934. – Т. 2, № 8, – С. 451.

62. Вавилов С. И. О возможных причинах синего γ -свечения жидкостей / С. И. Вавилов // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 457.

63. Тамм И. Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде / И. Е. Тамм, И. М. Франк // ДАН СССР. – 1937. – Т. 14. – С. 107.

64. Болотовский Б. М. Теория эффекта Вавилова–Черенкова / Б. М. Болотовский // Успехи физических наук. – Т. 62, Вып. 3. – 1957. – С.201-246.
65. Гинзбург В. Л. Об использовании эффекта Черенкова для генерации радиоволн / В. Л. Гинзбург // ДАН СССР. – 1947. – Т. 56. – С. 253.
66. Гинзбург В. Л. Излучение электрона и атома, движущихся по оси канала в плотной среде / В. Л. Гинзбург, И. М. Франк // ДАН СССР. – 1947. – Т. 56. – С. 699.
67. Danos M. Cerenkov Radiation from Extended Electron Beam / M. Danos // Journal of Applied Physics. – 1955. – Vol. 26, Issue 1. – P. 2.
68. Linhart J. G. Cerenkov Radiation of Electrons Moving Parallel to a Dielectric Boundary / J. G. Linhart // Journal of Applied Physics. – 1955. – Vol. 26. – P. 527.
69. Пафомов В. Е. О некоторых особенностях излучения Вавилова–Черенкова в анизотропных средах (Отрицательная групповая скорость) / В. Е. Пафомов // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32, Вып. 2. – С. 366.
70. Морозов А. И. Об излучении точечного заряда, равномерно движущегося вдоль поверхности изотропной среды / А. И. Морозов // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32, Вып. 5. – С. 1260.
71. Ситенко А. Г. Об эффекте Черенкова при движении заряда над границей раздела двух сред / А. Г. Ситенко, В. С. Ткалич // ЖТФ. – 1959. – Т 29. – С. 1074.
72. Гарибян Г. М. Излучение заряда, пролетающего параллельно границе раздела сред / Г. М. Гарибян, О. С. Мергелян // Известия Академии наук Армянской ССР. – 1960. – Т. 13. – С. 123.
73. Ломизе Л. Г. Расчет черенковского излучателя в диапазоне СВЧ / Л. Г. Ломизе // Радиотехника и электроника. – 1960. – Т. 5. – С. 707.
74. Ломизе Л. Г. О переходном и тормозном излучении в волноводных системах / Л. Г. Ломизе // Радиотехника и электроника. – 1960. – Т. 5. – С. 1546.
75. Ломизе Л. Г. Сравнительные характеристики черенковского,

переходного, и тормозного излучения в диапазоне коротких радиоволн / Л. Г. Ломизе // ЖТФ. – 1961. – Т. 31. – С. 301.

76. Болотовский Б. М. Теория эффекта Вавилова–Черенкова (III) / Б. М. Болотовский // УФН. – 1961. – Т. 75, Вып. 2. – С. 295-350.

77. Болотовский Б. М. Дифракция и дифракционное излучение / Б. М. Болотовский, Е. А. Галстян // УФН. – 2000. – Т. 170, № 8. – С. 809-830.

78. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника / В. П. Шестопапов. – Харьков: Вища школа, Изд-во при Харьк. ун-те, 1976. – 231 с.

79. Шестопапов В. П. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестопапов. – Киев: Наук. Думка, АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон., 1991. – 320 с.

80. Гинзбург В. Л. Переходное излучение и переходное рассеяние / В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович. – М.: Наука, 1984. – 360 с.

81. Франк И. М. Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории / И. М. Франк. – М.: Наука, 1988. – 288 с.

82. Болотовский Б. М. Дифракционное излучение / Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский // УФН. – 1966. – Т. 88, Вып. 2. – С. 209-251.

83. А. с. № 195557 СССР, МПК H01J 23/20, H01J 25/00. Электронный прибор для генерации и усиления колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн / Русин Ф. С, Богомоллов Г. Д. – опубл. в Б. И. 1967, Бюл. № 10. – С. 49.

84. Twiss R. Q. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy / R. Q. Twiss // Australian Journal of Physics. – 1958. – Vol. 11. – P. 564-579.

85. Гапонов А. В. Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передачи / А. В. Гапонов // Известия вузов. Радиофизика. – 1959. – Т. 2, № 3. – С. 450.

86. Гапонов А. В. К статье: «Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передачи». Письмо в редакцию / А. В. Гапонов // Известия вузов. Радиофизика. – 1959. –

T. 2, № 5. – С. 836.

87. Schneider J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field / J. Schneider // *Physical Review Letters*. 1959. – Vol. 2, Issue 12. – P. 504.

88. Pantell R. H. Electron beam interaction with fast waves / R. H. Pantell // In: the Proc. of the Symposium on Millimeter Waves, 1959. – Brooklyn, N.Y.: Polytechnic Press of the Polytechnic Institute, – 1960. – Vol. 9. – P. 301.

89. Pantell R. H. Backward-wave oscillations in an unloaded waveguide / R. H. Pantell // In: the Proc. IRE. – 1959. – Vol. 47, № 6. – P. 1146.

90. Osepchuk J. M. Life begins at forty: microwave tubes / J. M. Osepchuk // *Microwave Journal*. – 1978. – Vol. 21, № 11. – P. 51.

91. Мазеры на циклотронном резонансе / Тематический указатель литературы (1958-1980). – Горький: Институт прикладной физики АН СССР. – 1983. – 56 с.

92. Кузелев М. В. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе. – М.: Наука. – 1990. – 336 с.

93. Цимринг Ш. Е. Мазеры на циклотронном резонансе / Ш. Е. Цимринг. – Горький: Изд-во Горьк. ун-та. – 1988.

94. Кузелев М. В. Вынужденное излучение сильнотоочных релятивистских электронных пучков / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе // *УФН*. – 1987. – Т. 152, Вып. 2. – С. 287-316.

95. Кузелев М. В. Спонтанное и вынужденное излучение электрона, электронного сгустка и электронного пучка в плазме / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе // *УФН*. – 2008. – Т. 178, № 10. – С. 1025-1055.

96. Тернов И. М. Синхротронное излучение / И. М. Тернов // *УФН*. – 1995. – Т. 165, № 4. – С. 429-456.

97. Тернов И. М. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент / И. М. Тернов, В. В. Михайлин – М.: Энергоатомиздат, 1986. 296 с.

98. Sotnikov G. V. Coaxial two-channel high-gradient dielectric wakefield accelerator / G. V. Sotnikov, T. C. Marshall, J. L. Hirshfield // *Physical Review*

Special Topics –Accelerators and Beams. – 2009. – № 12, 061302.

99. Вайнштейн Л. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев. – М.: Советское радио, – 1973. – 400 с.

100. Гапонов А. В. Индуцированное излучение возбуждённых классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике / А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов // Известия вузов. Радиофизика. – 1967. – Т. 10, № 9-10. – С. 1414-1453.

101. Нелинейная динамика планарных гиротронов с поперечным дифракционным выводом излучения / Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, В. Г. Заславский, И. В. Железнов // ЖТФ. – 2012. – Т. 82, Вып. 8. – С. 97-104.

102. Власов С. Н. Многочастотный гиротрон / С. Н. Власов // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, Вып. 5. – С. 124-127.

103. Запевалов В. Е. Гиротрон: пределы роста выходной мощности и КПД / В. Е. Запевалов // Известия вузов. Радиофизика. – 2006, – Т. 49, № 10, – С. 864-871.

104. Bratman V. L. Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range / V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102, № 24. – P. 245101-245105.

105. Тихонов А. Н. Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. – М.: Наука, 1977. – 735 с.

106. Иваненко Д. Классическая теория поля / Д. Иваненко, А. Соколов. – М.: Госиздат. техн.-теор. лит., 1951. – 480 с.

107. Ландау Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1973. – 504 с.

108. Бейтмен Г. Высшие трансцендентные функции: в 3 т., Т. 2 / Г. Бейтмен, А. Эрдейи (перевод с англ. Н. Я. Виленина, издание второе, стереотипное). – М.: Наука, 1974. – 295 с.

109. Владимиров В. С. Обобщенные функции в математической физике / В. С. Владимиров – М.: Наука, 1976. – 280 с.

110. Курносов А. И. Материалы для полупроводниковых приборов и интегральных микросхем / А. И. Курносов. – М.: Высшая школа, 1980. – 327 с.

111. Гинзбург В. Л. О магнитотормозном (синхротронном) излучении и его реабсорбции / В. Л. Гинзбург, В. И. Сазонов, С. И. Сыроватский // УФН. – 1968. – Т. 94, Вып. 1. – С. 63-90.

112. Егоров В. Н. Колебания в анизотропном диэлектрическом резонаторе с торцевыми отражателями / В. Н. Егоров, И. Н. Мальцева // Электронная техника. Серия I. Электроника СВЧ. – 1984. – № 1. – С. 3-8.

113. Прокопенко Ю. В. Анизотропный дисковый диэлектрический резонатор с проводящими торцевыми стенками / Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, № 6. – С. 79-84.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Дормидонтов А. В. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с модами "шепчущей галереи" / А. В. Дормидонтов, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Лонин, А. Г. Пономарев, Ю. В. Прокопенко, Г. В. Сотников, В. Т. Уваров // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38, Вып. 2. – С. 65-73. [Dormidontov A. V. Auto-Oscillatory System Based on Dielectric Resonator with Whispering-Gallery Modes / A. V. Dormidontov, A. Ya. Kirichenko, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko, G. V. Sotnikov, V. T. Uvarov and Yu. F. Filippov // Technical Physics Letters, Vol. 38, No. 1, 2012. P. 85-88.]
2. Дормидонтов А. В. Влияние температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптического цилиндрического диэлектрического резонатора / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39, Вып. 8. – С. 71-79. [Dormidontov A. V. The Effect of Ambient Temperature on Eigenfrequencies of a Quasi-Optical Cylindrical Dielectric Resonator / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // Technical Physics Letters, Vol. 39, No. 4, 2013. P. 393-396.]
3. Дормидонтов А. В. Влияние индекса рефракции и температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптических цилиндрических диэлектрических резонаторов / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // Изв. вузов Радиофизика. – 2013. – Т. 56, № 6. – С. 428-442. [Dormidontov A. V. Influence of the Refractivity and Temperature of the Ambient Medium on the Eigenfrequencies of Quasioptical Cylindrical Dielectric Resonators / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 56, Issue 6, 2013. P. 385-397.]
4. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы, движущейся по спиральной траектории / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2014. –

- T. 5(19), № 1. – С. 29-41. [Dormidontov A. V. Energy Loss of a Charged Particle Moving Along the Helical Path / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 73, Issue 13. 2014. P. 1165-1189.]
5. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение собственных волн в цилиндрических структурах с двумерным электронным газом / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 4. – С. 63-72. [Dormidontov A. V. Energy loss of charged particles on the eigenmode excitation in cylindrical structures with two-dimensional electron gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 75, Issue 6. 2016. P. 507-525.]
 6. Дормидонтов А. В. Потери энергии быстрых зарядов в структурах с двумерным электронным газом / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // ЖТФ. – 2015. – Т. 85, Вып. 7. – С. 125-132. [Dormidontov A. V. Fast Charge Energy Losses in Structures with a 2D Electron Gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Technical Physics, Vol. 60, No. 7, 2015. P. 1069-1076.]
 7. Дормидонтов А. В. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение волн в полупроводниковом цилиндре с двумерным электронным газом на боковой поверхности / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 4. – С. 24-30. [Dormidontov A. V. Charged particle energy loss on the wave excitation in the semiconductor cylinder with two-dimensional electron gas on the side surface / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, V. M. Yakovenko // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 75, Issue 3. 2016. P. 201-213.]
 8. Дормидонтов А. В. Вынужденные колебания в диэлектрическом шаре при возбуждении кольцевым модулированным током / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // Матер. 19-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2009

- (г. Севастополь). – 2009. – Т. 2. – С. 525-526.
9. Dormidontov A. V. Excitation of spherical dielectric resonator by ring periodical current / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, Yu. F. Filipov // Proc. of the 7-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2010 (Kharkov, Ukraine). – 2010. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)
 10. Дормидонтов А. В. Спектр диэлектрического шарового резонатора, возбуждаемого азимутально-периодическим электрическим током / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов // Матер. 20-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2010 (г. Севастополь). – 2010. – Т. 2. – С. 673-674.
 11. Дормидонтов А. В. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с модами "шепчущей галереи" / А. В. Дормидонтов, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Лонин и др. // Матер. 21-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2011 (г. Севастополь). – 2011. – Т. 1. – С. 277-278.
 12. Дормидонтов А. В. Квазиоптический цилиндрический резонатор как датчик рефрактометра / А. В. Дормидонтов, Е. В. Кривенко, Ю. В. Прокопенко // Матер. 22-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2012 (г. Севастополь). – 2012. – Т. 2. – С. 847-848.
 13. Dormidontov A. V. Sensor for two-resonator refractometer / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko // Proc. of the 8-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2013 (Kharkov, Ukraine). – 2013. – P. 543-545. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)
 14. Дормидонтов А. В. Сенсор двухрезонаторного рефрактометра / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко // Матер. 23-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2013 (г. Севастополь). – 2013. – Т. 2. – С. 976-977.
 15. Dormidontov A. V. Application of the Quasi-Optical Dielectric Resonator in the Resonant Auto-Oscillatory System / A. V. Dormidontov, Yu. F. Lonin, A. G. Ponomarev, Yu. V. Prokopenko // Proc. of the 12-th Int. Conf. TCSET*2014 (Lviv-Slavske, Ukraine). – 2014. – P. 176.

16. Dormidontov A. V. Energy losses analysis of charged particle moving in inhomogeneous medium / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proc. of the 20-th Int. Conf. MIKON*2014 (Gdansk, Poland). – 2014. – Vol. 2. – P. 719-722.
17. Дормидонтов А. В. Собственные частоты цилиндрических структур с плазменным слоем / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Матер. 24-ой междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" – КрыМиКо, 2014 (г. Севастополь). – 2014. – Т. 2. – С. 633-634.
18. Dormidontov A. V. The Energy Loss of High-Velocity Charges in the Structures with Two-Dimensional Electron Gas / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proceedings of the 15-th Inter. Conf. MMET*2014 (Dnipropetrovsk, Ukraine). – 2014. – P. 209-212.
19. Dormidontov A. V. Study of energy loss of charged particle on eigen modes in the cylindrical structure with thin plasma layer on its lateral surface / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko // Proceedings of the 14-th YSC*2014 (Kharkov, Ukraine). – 2014. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)
20. Dormidontov A. V. Excitation of Waves in a Semiconductor Cylinder with 2D-Gas on the Side Surface by a Charged Particle moving along the Spiral Path around the Cylinder / A. V. Dormidontov, Yu. V. Prokopenko, V. M. Yakovenko // Proc. of the 9-th Inter. Kharkov Symp. MSMW*2016 (Kharkov, Ukraine). – 2016. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM)