

N 328

Ա. Բ. Ալիխանյանի անվան ԱԶԳԱՅԻՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐԻԱ

(Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտ)

**Շամալյան Անահիտ Համլետի**

ԼԻՅԵՄՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻՎՆԵՐԻ ԵՎ ՄՈՂՈՒԱՅՎԱԾ ԽՏՈՒԹՅԱՄԲ

ԹԱՆՁՐՈՒՎՆԵՐԻ ՕՆՂՈՒՑԱՏՈՐԱՅԻՆ ԿԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ

ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ս.04.02 - « Տեսական ֆիզիկա » մասնագիտությամբ

ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական

աստիճանի հայցման ատենախոսության

**ՄԵՂՄԱԳԻՐ**

**ԵՐԵՎԱՆ-2016**

НАЦИОНАЛЬНАЯ НАУЧНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ имени А. И. Аликханяна

(Ереванский Физический Институт)

**Шамамян Анаит Гамлетовна**

ОСОБЕННОСТИ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

И СГУСТКОВ С МОДУЛИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-

математических наук по специальности 01.04.02 – “Теоретическая физика”.

**ЕРЕВАН-2016**



Տպագրված է «Լուսարաց հրատարակչատան» տպարանում  
50 օրինակ տպարանակով  
Պուշկինի 46  
Հեռ.՝ +374(10) 53 96 47, +374(55) 78 47 87  
E-mail: [lusabats@netsys.am](mailto:lusabats@netsys.am)  
[lusabatc@mail.ru](mailto:lusabatc@mail.ru)

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Ա. Բ. Ալիխանյանի անվան Ազգային գիտական լաբորատորիայում  
Գիտական ղեկավար՝

Ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկ. առաջ. գիտ աշխ.  
Լ. Ա. Գևորգյան (ԱԱԳԼ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր  
Վ. Մ. Ցականով (ԵՊՀ, ՔԵՆԴԼ ՍՀԻ)

Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր  
Ս. Ա. Սահարյան (ԵՊՀ)

Առաջատար կազմակերպություն՝


ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկայի Կիրառական  
Պրոբլեմների Ինստիտուտ

Պաշտպանությունը կայանալու է 2016թ. մայիսի 17-ին ժամը 14.00-ին Ա. Բ. Ալիխանյանի անվան ազգային գիտական լաբորատորիայում գործող ԲՈՀ-ի «Միջուկի և տարրական մասնիկների ֆիզիկա» 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում (0036, Երևան, Ալիխանյան եղբայրների 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ Ա. Բ. Ալիխանյանի անվան ազգային գիտական լաբորատորիայի գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքված է 2016թ. ապրիլի 16-ին:

024 մասնագիտական խորհրդի գիտական  
քարտուղար, ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր

 Գ. Ն. Կարախանյան

Тема дисс. утверждена в Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна.

Научный руководитель: Канд. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник  
Л.А.Геворгян (ННЛА)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, профессор  
В. М. Цаканов (ЕГУ, КЕНДЛ ИСИ)  
доктор физ.-мат. наук, профессор  
А.А. Сварян (ЕГУ)

Ведущая организация: Институт Прикладных Проблем Физики НАН РА  
Защита диссертации состоится 17 мая 2016г. в 14.00 часов на заседании специализированного совета ВАК 024 "Физика ядра и элементарных частиц" действующего при Национальной научной лаборатории им. А. И. Алиханяна (0036, Ереван, ул. братьев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ННЛА.

Автореферат разослан 16 апреля 2016г.

Ученый секретарь спец. совета 024, д.ф.м.н.  Д. Р. Каракханян

Актуальность темы.

Различные типы излучений, возникающие при взаимодействии заряженных частиц высоких энергий с веществом и электромагнитными полями, представляют интерес как с чисто научной точки зрения, так и для получения интенсивных фотонных пучков, необходимых для практического применения (физика, медицина, генетика, биология и др.).

Диссертационная работа посвящена актуальной проблеме выявления особенностей характеристик как спонтанного, так и когерентного ондуляторного излучения в различных областях частот: субмиллиметровой, ультрафиолетовой и рентгеновской.

Идея использования излучения осциллирующих релятивистских электронов для генерации радиоволн релятивистскими электронами была предложена Гинзбургом [1]. В начале 50-х годов Мотцом [2] и, независимо Ландекером [3] были проведены экспериментальные исследования излучения, образованного при прохождении релятивистских электронов через внешнее пространственно-периодическое магнитное поле (ондулятор). Корхмазяном [4] была развита теория рентгеновского излучения, образованного в вакуумном ондуляторе, а совместно с Геворгияном [5] в ондуляторе, заполненном средой. Учет влияния поляризации среды на образование излучения приводит к важным физическим эффектам [6].

В начале 60-х годов, в результате численного моделирования процесса проникновения быстрых ионов в монокристалл, Робинсоном и Оуэном [7], и независимо, Билером и Беско [8], было замечено, что при определенных ориентациях кристалла длина пробега быстрых ионов в монокристалле аномально возрастает. Явление каналирования заряженных частиц в кристаллах было объяснено Линдхардом [9], заменой потенциалов отдельных атомов кристалла потенциалом, усредненным по их продольным координатам. Было определено критическое значение угла падения в кристалл, при котором еще может иметь место каналирование (угол Линдхарда).

Кумахов [10] предсказал интенсивное спонтанное рентгеновское и гамма-излучение при каналировании. Рентгеновское излучение при каналировании было экспериментально наблюденно на линейном ускорителе в Стенфорде (SLAC) группой американских и советских физиков [11].

В кристаллических ондуляторах кроме излучения при каналировании, образуется также ондуляторное излучение [12]. Теория этого излучения разработана в [13] без учета, а в [14] с учетом поляризации среды. В работе [15] исследованы особенности спонтанного и стимулированного излучения в кристаллических и нанотрубных ондуляторах.

В работе [16] было показано, что асимметричность распределения сгустка приводит к частично когерентному излучению в области длин волн, намного меньших продольного размера сгустка. Это явление было подтверждено в экспериментальной работе [17].

Когерентное усиление имеет место также, если плотность электронного сгустка модулирована лазерными волнами биений (ЛВБ). Отмечалось существование резонансной частоты, на которой продольный форм-фактор модулированного сгустка не подавляет когерентность излучения. Если сгусток направить навстречу лазерным волнам биений, то генерируется когерентное ондуляторное излучение в субмиллиметровом диапазоне. В [18] это явление предлагается использовать для генерации когерентного излучения электронного сгустка LCLS, подверженного в конце SLAC XFEL модуляции плотности с периодом, равным длине волны генерированного излучения. Однако когерентность излучения на резонансной частоте может подавляться поперечным форм-фактором. Это подавление можно обойти выбором резонансной частоты вблизи нижней границы допустимого интервала излучаемых частот, появляющегося из-за поляризации среды. При этом можно определить важный параметр - глубину модуляции плотности сгустка заряженных частиц.

#### Цель работы.

Целью диссертационной работы является:

- Теоретическое исследование особенностей процесса ондуляторного излучения, образованного заряженными частицами высоких энергий в различных ондуляторных структурах: системы из двух спиральных ондуляторов, разделенных промежутком и совокупности изогнутых монокристаллов с промежутками.
- Построение кинетической теории плазмы, взаимодействующей с лазерными волнами биений.
- Исследование когерентного ондуляторного излучения, образованного электронным сгустком с модулированной плотностью.
- Исследование возможности генерации интенсивного монохроматического пучка рентгеновских фотонов микробанчируемым в SASE FEL позитронным сгустком в кристаллическом ондуляторе.

#### Научная новизна.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- Получены спектральные характеристики излучения релятивистского электрона в системе ондуляторов.

- Выявлены условия, при которых повышается эффективность лазера на свободных электронах из-за конструктивной интерференции полей излучения, образованных в подобных системах.
- В рамках кинетической теории получены выражения для спектральной функции распределения плотности и тензора диэлектрической проницаемости плазмы, взаимодействующей с лазерными волнами биений.
- Гидродинамическим методом получен закон изменения плотности сильноточного электронного пучка в результате взаимодействия с ЛВБ.
- Выявлено наличие резонансной частоты, на которой когерентность излучения не подавляется продольным форм-фактором пучка.
- Показана реальная возможность когерентного излучения позитронного сгустка с модулированной в процессе SASE FEL плотностью в кристаллическом ондуляторе.
- С учетом влияния поляризации среды на спектральное распределение излучения обнаружена возможность, исключающая подавление когерентности рентгеновского излучения на резонансной частоте поперечным форм-фактором сгустка с модулированной плотностью.
- Выявлена возможность генерации интенсивного сверхмонохроматического пучка рентгеновских фотонов.

#### Практическая ценность.

- Использование ондуляторов с промежутками повысит эффективность лазера на свободных электронах.
- Электронный пучок, плотность которого модулирована лазерными волнами биений излучает когерентно в субмиллиметровой области длин волн.
- Позитронный сгусток с модулированной в процессе SASE FEL плотностью в кристаллическом ондуляторе излучает когерентно в рентгеновской области длин волн.

#### Основные положения, выносимые на защиту.

1. Форма линии спонтанного излучения, образованного релятивистским электроном в системе, состоящей из двух спиральных ондуляторов, сужается по сравнению с ондулятором без промежутка. Поэтому коэффициент усиления вынужденного излучения электронного сгустка увеличивается.
2. Интерференция полей ондуляторного излучения, образованного каналированными позитронами в различных секциях кристаллического ондулятора, конструктивна при определенном значении длины промежутка между монокристаллами.

3. Применяя результаты построенной кинетической теории взаимодействия плазмы с лазерными волнами биений, получен закон модуляции плотности сильнооточного электронного сгустка.
4. Существует резонансная длина волны, на которой излучение когерентно в субмиллиметровом диапазоне длин волн. При этом резонансная длина волны, продольный характерный размер сгустка и длина модуляции удовлетворяют формуле тонкой линзы.
5. В рентгеновской области частот когерентность излучения пучка микробанчирующего в процессе SASE FEL пучка на резонансной частоте подавляется поперечным форм-фактором. Учет влияния поляризации среды при образовании излучения позитронного сгустка в кристаллическом ондуляторе выявляет формирование излучения под нулевым углом так же мягких фотонов.
6. Выбором резонансной частоты вблизи нижней граничной частоты позволяет нейтрализовать подавление когерентности излучения поперечным форм-фактором. Если глубина модуляции не слишком мала, то можно получить сверхмонохроматический пучок рентгеновских фотонов. Проведение предлагаемого эксперимента позволит определить важный параметр - глубину модуляции плотности сгустка в процессе SASE FEL.

#### Апробация работы.

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих международных конференциях:

1. Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena (2004, 2006, 2008, 2012)
2. International Symposium on Radiation of Relativistic Electrons in Periodic Structures, RREPS (1997, 1999, 2013, 2015)

Материалы диссертации также обсуждались на семинарах в ЕрФИ.

#### Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 8 научных работ, список которых приведен в конце автореферата.

#### Структура и объем работы.

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 110 страниц, в том числе 8 рисунков и списка литературы из 110 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении представлен краткий обзор основных работ по проблеме, постановка задач, обоснована актуальность темы, определена цель, научная новизна, прикладное значение полученных результатов и основные положения, выносимые на защиту.

Глава I посвящена исследованию особенностей спонтанного ондуляторного излучения, образованного релятивистскими частицами в пространственно периодических структурах, а именно, в спиральном ондуляторе, разделенном промежутком, и в кристаллическом ондуляторе, состоящем из отдельных, изогнутых по дуге окружности монокристаллов.

В §1.1 проведен анализ особенностей генерации рентгеновских фотонов заряженными релятивистскими частицами в плоских, спиральных и кристаллических ондуляторах.

В §1.2 определена траектория движения релятивистского электрона в системе, состоящей из двух одинаковых спиральных ондуляторов каждый длиной  $L$ , разделенных промежутком  $sL$ . Рассчитано суммарное поле излучения.

В §1.3 показано, что частотно-угловое распределение числа квантов излучения в дипольном приближении имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dx du^2} = 4\pi\alpha q^2 n^2 x [(2u^2 x - 1)^2 + 1] \cdot F_s(z), \quad F_s(z) = \cos^2((s+1)z) F(z),$$

$$F(z) = \frac{\sin^2 z}{z^2}, \quad z = \pi n x \left[ u^2 - \left( \frac{1}{x} - Q \right) \right], \quad Q = \sqrt{1 + q^2}.$$

где  $x = \omega / (2\Omega\gamma^2)$  – безразмерная частота,  $u = \gamma\theta$ ,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $q$  – параметр ондулятора,  $n$  – число витков в каждом из ондуляторов,  $\omega$  и  $\theta$  – частота и полярный угол излучения,  $\Omega$  – частота вращения электрона по спирали ондулятора,  $\gamma$  – Лоренц-фактор,  $F_s(z)$  – форма линии спонтанного излучения, зависящая от параметра  $s$ .

В §1.4 исследовано спектральное распределение числа излученных фотонов под нулевым углом

$$N_s(x) = \left. \frac{d^2 N_{ph}}{dx du^2} \right|_{u=0} = 8\pi\alpha q^2 n^2 x F_s(z_0), \quad z_0 = \pi n Q \left( x - \frac{1}{Q} \right).$$

Максимальное значение числа фотонов спонтанного излучения на частоте  $\omega_0 = 2\Omega\gamma_{\parallel}^2$  ( $\gamma_{\parallel} = \gamma/Q$ ) совпадает с аналогичным выражением при  $s = 0$  для ондулятора длиной  $2L$ . На рис.1 приведены формы линий спонтанного ондуляторного излучения под нулевым углом для различных значений параметра  $s$ . Ширина формы линии вокруг значения  $z_0 = 0$  сужается в  $(s+1)$  раз.

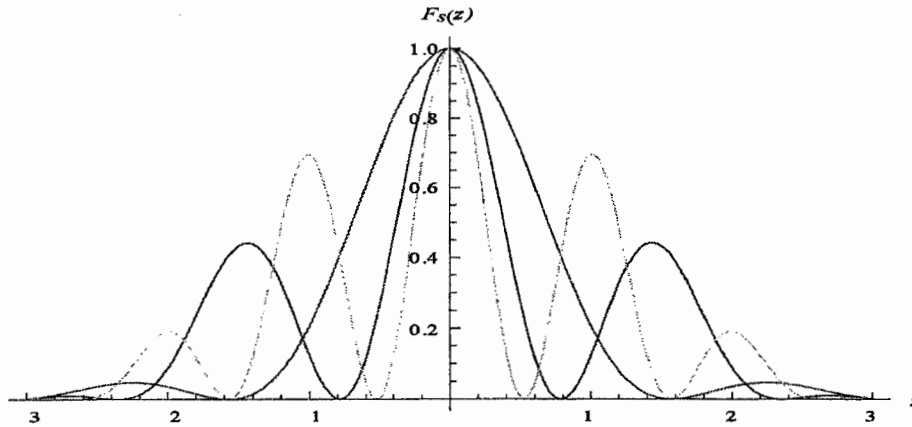


Рис.1. Форма линии спонтанного излучения под углом  $\theta = 0$  при  $s = 0, 1, 2$ .

В §1.5 исследовано излучение релятивистского позитрона, образованное в кристаллическом ондуляторе, состоящем из изогнутых  $2n$  монокристаллов длиной  $L$  и радиусом кривизны  $\mathcal{R}$ , расположенных симметрично относительно плоскости YOZ на расстояниях  $p\mathcal{R}$  и смещенных вдоль оси OZ на величину  $pL$  (рис.2):

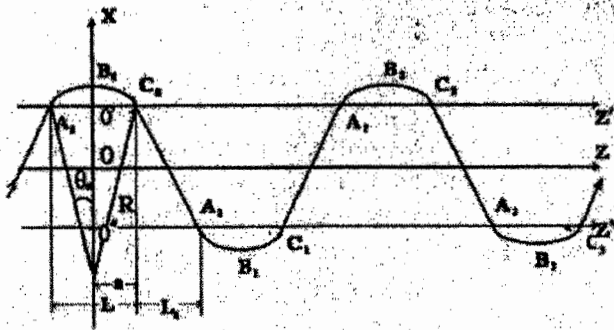


Рис.2. Схематическое расположение изогнутых монокристаллов, представленных в виде дуг окружности  $A_0B_0C_0, A_1B_1C_1, A_2B_2C_2$  и т.д.

Усредненная траектория каналированных позитронов повторяет форму линии канала монокристаллического ондулятора. Зависимость поперечной координаты от продольной координаты представляется в виде:

$$x_j(\xi) = (-1)^j \mathcal{R} \left[ p + \sqrt{1 - \theta_0^2 [\xi - 2j(1+p)]^2 - \sqrt{1 - \theta_0^2}} \right],$$

$-1 + 2j(1+p) \leq \xi \leq 1 + 2j(1+p)$ ,  $j = 0; 1; 2; \dots; 2n-1$ , где  $\mathcal{R} = L/2\theta_0$ , а  $\theta_0$  — максимальный угол искривления монокристалла от оси OZ,  $\xi = 2v_1 t/L$ ,  $v_1$  — скорость продольного движения позитронов,  $t$  — время.

В §1.6 получена формула для спектрально-углового распределения числа фотонов с учетом влияния поляризации среды:

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dx du^2} = \alpha n q^2 F_p(x, u) \delta(u^2 - \varphi_p(x)), \quad \varphi_p(x) = \frac{2}{(1+p)x} - Q - \frac{r^2}{x^2}$$

$$F_p(x, u) = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\pi}{4} \sin \mu \cdot V(\mu) u^2 x - V(2\mu) \right]^2 + V^2(2\mu),$$

$$V(\mu) = \frac{\sin \mu}{\mu} - \cos \mu, \quad \mu = \frac{\pi}{2(1+p)}, \quad r = \frac{\omega_p}{\Omega \gamma} = \frac{2L}{\lambda_p \gamma} = \frac{\gamma_p}{\gamma},$$

где  $x = \omega/(\Omega \gamma^2)$ ,  $\Omega = \pi v_1/L$ ,  $u = \gamma \theta$ ,  $\omega_p$  ( $\lambda_p$ ) — плазменная частота (длина волны) среды,  $Q = \gamma/\gamma_1 = \sqrt{1 + q^2/3}$  при движении позитрона по окружности.

В §1.7 для частотного распределения числа фотонов после интегрирования по углу излучения получено следующее выражение

$$\frac{dN_{ph}}{dx} = \alpha n q^2 F_p(x), \quad F_p(x) = \frac{1}{\mu} \left\{ \left( \psi_p(x) - V(2\mu) \right)^2 + V^2(2\mu) \right\},$$

$$\mu = \frac{\pi}{2(1+p)}, \quad \psi_p(x) = \frac{\pi}{4} \sin \mu \cdot V(\mu) \left( \frac{2}{(1+p)} - Qx - \frac{r^2}{x} \right),$$

где частота излучения  $x$  находится в следующем интервале с граничными частотами  $x_0$  и  $x_c$ :

$$\frac{1 - \sqrt{1 - Qr^2(1+p)^2}}{Q(1+p)} = x_0 \leq x \leq x_c = \frac{1 + \sqrt{1 - Qr^2(1+p)^2}}{Q(1+p)}.$$

В отсутствие промежутка между монокристаллами

$$F_0(x) = [\psi_0(x) - 1]^2 + 1.$$

На граничных частотах  $x_0$  и  $x_c$  (излучают под нулевым углом) имеем  $\varphi_p(x_0) = \varphi_p(x_c) = \psi_p(x_0) = \psi_p(x_c) = 0$ . Следовательно,

$$F_p(x_0) = F_p(x_c) = 2(1+p)V^2 \left( \frac{\pi}{1+p} \right).$$

Фактор конструктивной интерференции, определяемый отношением вероятности излучения, образуемого в системе из монокристаллов, разделенных промежутком, к вероятности, когда этот промежуток отсутствует, для крайне мягких или жестких фотонов имеет вид

$$\mathcal{B}(p) = \frac{F_p(x_0)}{F_0(x_0)} = \frac{F_p(x_c)}{F_0(x_c)} = (1+p)V^2 \left( \frac{\pi}{1+p} \right).$$

Фактор  $\mathcal{B}$  (рис.3) свое максимальное значение равное 1.35 принимает при значении параметра  $p = 1/3$ .

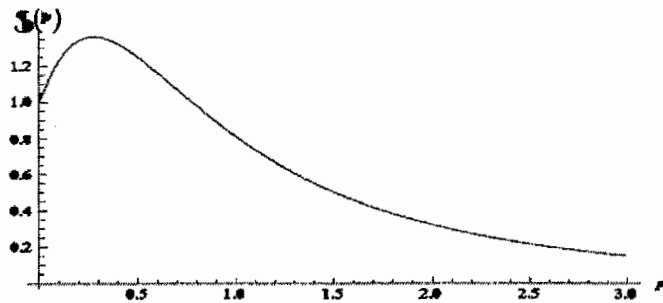


Рис.3. Зависимость фактора конструктивной интерференции  $\mathcal{B}(p)$  от параметра  $p$ , характеризующего расстояние между монокристаллами:  
 $q = 0.8(Q = 1.1), r = 0.5$ .

Применение кристаллического ондулятора с промежутками поднимет эффективность лазера на свободных электронах.

В §1.8 рассмотрен процесс вынужденного ондуляторного излучения и в режиме генерации рассчитан коэффициент усиления излучения, определяемый с помощью производной формы линии  $F(z)$  спонтанного излучения. Для линейного дифференциального коэффициента усиления излучения имеем

$$g = 3.54 \cdot 10^{-12} \frac{q^2 n^2 L N_b}{\sigma_{\parallel} \sigma_{\perp}^2 \gamma^3} \left( -\frac{dF(z)}{dz} \right).$$

где  $2\sigma_{\perp}$  и  $2\sigma_{\parallel}$  характерные поперечный и продольный размеры сгустка с числом частиц  $N_b$ . Разделив одиночный ондулятор длиной  $2L$  на два одинаковых ондулятора с промежутком  $sL$  между ними, получим увеличение коэффициента усиления в  $(s + 1)$  раз:

$$g_s : g_{s=0} = \frac{\partial F_s(z)}{\partial z} : \frac{\partial F_{s=0}(z)}{\partial z} \approx s + 1.$$

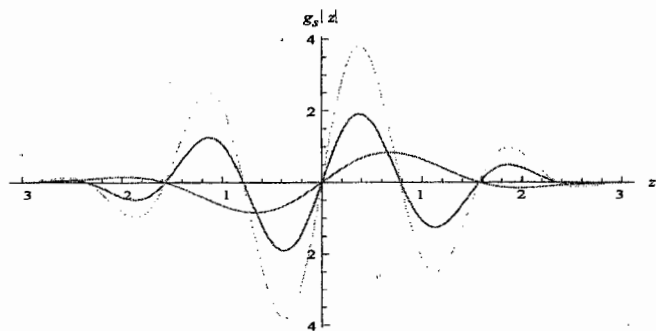


Рис.4. Коэффициент усиления вынужденного излучения для системы ондуляторов при разных значениях параметра  $s$  в относительных единицах.

Оптимальное значение коэффициента усиления излучения ондуляторной системы определяется из условия линейности режима генерации и тем, что естественная ширина линии излучения при своем сужении должна быть больше, чем всякие неоднородные уширения линии.

**Глава II** посвящена проблеме модуляции плотности электронной плазмы или сильноточного электронного сгустка при взаимодействии с лазерными волнами биений (ЛВБ). В параграфе §2.1 кратко изложены кинетический и гидродинамический способы исследования плазмы.

В §2.2 в рамках кинетического метода представлен процесс взаимодействия плазмы с ЛВБ.

В §2.3 решая бесстолкновительное кинетическое уравнение Власова, определяется спектральная функция распределения частиц с учетом разброса по скоростям. При малых плотностях электронной плазмы в собственной системе координат выражение для спектральной функции распределения частиц имеет вид

$$f(\vec{p}, \vec{k}, \omega) = f_0(\vec{p}) - A_0 \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}, \quad A_0 = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega_0^2 v_{ph}},$$

где  $\vec{k}, \omega$  — волновой вектор и частота волн,  $\vec{p}$  — импульс электронов плазмы,  $e, m$  — электрический заряд и масса электрона,  $\omega_0, E_0$  — частота и напряженность электрического поля лазерной волны,  $v_{ph} \approx c$  — фазовая скорость плазменных колебаний,  $f_0(\vec{p})$  — функция распределения электронов плазмы до взаимодействия. Найдено выражение для тензора диэлектрической проницаемости плазмы:

$$\epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) = \delta_{ij} - \frac{4\pi e^2}{\omega} \int \frac{v_i}{\vec{k}\vec{v} - \omega} \frac{\partial}{\partial \vec{p}_j} \left( f_0 - A_0 \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}_z} \right) d\vec{p}.$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера. Рассчитанный тензор диэлектрической проницаемости плазмы позволит проводить в дальнейшем исследование спектров продольных и поперечных волн, распространяющихся в плазме.

В §2.4 показано, что при нахождении пространственной плотности распределения электронной плазмы необходимо учесть пространственную дисперсию плазменной среды.

В §2.5 в гидродинамическом приближении исследован процесс взаимодействия холодной плазмы с ЛВБ и получено выражение для модулированной плотности.

В §2.6 получено выражение для модулированной плотности релятивистского электронного сгустка. Как показывает, гидродинамическое и кинетическое рассмотрение задачи, под действием пондеромоторной силы функция распределения для неограниченного электронного сгустка, движущегося навстречу лазерным волнам биений в заданный момент времени имеет вид

$$f(z) = 1 + 2\Gamma k_r z \sin(2k_r z), \quad \Gamma = \frac{q_L^2}{4\gamma_{||}^2},$$

где  $k_r$  – релятивистское плазменное волновое число,  $q_L$  – лазерный параметр. Если характерный продольный размер сгустка  $a$  намного превышает релятивистскую плазменную длину волны ( $a \gg \lambda_r = \lambda_p \gamma_{||}^{1/2}$ ), то в результате модуляции электронный сгусток разбивается на  $a/\lambda_b$  микросгустков, где  $\lambda_b = \lambda_r/2$  – длина модуляции.

В Главе III рассмотрена задача о когерентном излучении пучков заряженных частиц высоких энергий с модулированной плотностью.

В §3.1 изложен эффект частично-когерентного излучения коротких волн, образованных пучком с асимметричным продольным распределением электронов.

В §3.2 исследован эффект когерентности излучения сильнооточного электронного сгустка с модулированной лазерными волнами биений плотностью и получены выражения для коэффициента усиления, когда исходное распределение сгустка равномерное и гауссовское. В случае исходного равномерного распределения коэффициент усиления излучения является осциллирующей функцией. В области коротких длин волн в случае гауссовского распределения выражение для коэффициента усиления имеет следующий вид

$$G(x) = 1 + N_b \left(\frac{\pi a}{\lambda_b}\right)^2 \Gamma^2 \varphi^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda_b}(1-x)\right),$$

$$x = \frac{\lambda_b}{\lambda}, \quad \varphi(u) = u \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right).$$

Отметим, что коэффициент усиления в двух случаях есть величина обратно пропорциональная пятой степени энергии электронного сгустка. Этот результат указывает на полную идентичность эффекта когерентности с ЛСЭ.

В §3.3 выявлено существование резонансной частоты, на которой продольный форм-фактор сгустка не подавляет когерентность излучения. Коэффициент усиления излучения имеет следующее максимальное значение

$$G_{\max} = \pi^2 \frac{N_b}{e} \left(\frac{a}{\lambda_p}\right)^2 \frac{q^4}{\gamma_{||}^5}.$$

на резонансных длинах волн излучения

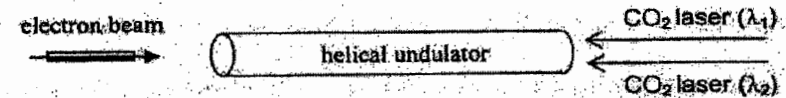
$$\lambda_{rez} = \lambda_b(1 \pm \Delta),$$

где  $e$  – число Эйлера. Когерентное усиление спонтанного излучения происходит на длине волны  $\lambda_{изл} = \lambda_b(1 - \Delta)$ , а когерентное поглощение на длине  $\lambda_{погл} = \lambda_b(1 + \Delta)$ , где  $\Delta = \lambda_b / (2\pi a)$  – ширина линии когерентного излучения (поглощения). Получено выражение аналогичное формуле тонкой линзы в оптике

$$\frac{1}{\lambda_{rez}} + \frac{1}{\lambda_b} = \pm \frac{1}{2\pi a},$$

где фокусным расстоянием является величина характерный размер сгустка  $2\pi a$ , расстояние до предмета – резонансная длина волны излучения  $\lambda_{rez}$  и до изображения – длина модуляции сгустка  $\lambda_b$ .

В §3.4 показана возможность генерации мощного направленного ондуляторного монохроматического субмиллиметрового излучения, генерированного электронным пучком с модулированной лазерными волнами биений плотностью в спиральном ондуляторе:



Используя выражение для частотного распределения числа фотонов спонтанного излучения, коэффициента усиления и ширины линии  $\Delta$  когерентного излучения, для числа фотонов когерентного излучения вокруг резонансной частоты получаем

$$\frac{dN_{coh}(x)}{dx} = \frac{dN_{sp}}{dx} \cdot G(x) = \frac{\alpha \pi N_b^2 n q^2 q_L^4}{(8\Delta)^2 \gamma^4} \left(\frac{1-x}{\Delta}\right)^2 \exp\left(-\left(\frac{1-x}{\Delta}\right)^2\right)$$

Полное число фотонов можно получить, умножая максимальное значение частотного распределения на ширину  $\Delta$ :

$$N_{coh}^{tot} = \frac{\pi^2 \alpha N_b^2 n q^2 q_L^4 (1+q^2)^{\frac{3}{2}}}{2e \lambda_p \gamma^2}$$

Для обеспечения линейности процесса необходимо, чтобы излученная энергия была намного меньше энергии электрона. Из этого условия получаем ограничение на лазерный параметр  $q_L$ .

Предлагается проведение эксперимента для генерации субмиллиметрового когерентного ондуляторного излучения, если использовать  $CO_2$  лазеры с длинами волн излучений  $\lambda_1 = 10.2 \mu\text{м}$  и  $\lambda_2 = 10.6 \mu\text{м}$  и одинаковыми мощностями  $W = 1.2 \cdot 10^{13}$  Вт ( $q_L = 0.1$ ); при этом модулируется игольчатый электронный сгусток с числом электронов  $10^{12}$  ( $\lambda_p = 205 \mu\text{м}$ ), длиной  $a = 1$  см, радиусом  $80 \mu\text{м}$  и энергией  $5 \text{МэВ}$  ( $\gamma = 9.78$ ), который движется в спиральном ондуляторе с параметрами:  $q = 1$ ,  $n = 50$ ,  $l = 2.6 \text{см}$ , радиус спирали ондулятора  $r = 0.4$  см.

Каждый электрон сгустка будет излучать  $4 \cdot 10^6$  монохроматических фотонов с энергией  $5 \cdot 10^{-3}$  эВ с разбросом  $4 \cdot 10^{-3}$ . В результате игольчатый электронный сгусток будет излучать пучок фотонов из  $4 \cdot 10^{18}$  числа частиц в

субмиллиметровом диапазоне длин волн ( $\lambda_{rez} = 270 \text{ мм}$ ). При этом сгусток теряет всего 0.4% своей энергии.

В §3.5 предлагается использовать микробанчируемый в SASE FEL позитронный сгусток для генерации когерентного излучения в кристаллическом ондуляторе на резонансной длине волны. При этом считаем, что плотность сгустка модулирована по закону  $2b_1 \cos(2\pi z/\lambda_{rez})$ , где  $b_1$  — глубина модуляции плотности,  $\lambda_{rez}$  — длина волны когерентного излучения в SASE FEL.

Частотно-угловое распределение когерентного излучения числа фотонов, образованных в кристаллическом ондуляторе можно представить следующим выражением:

$$\frac{d^2 N_{coh}}{d\omega d\theta} = N_b^2 F(\omega, \theta) \frac{d^2 N_1}{d\omega d\theta},$$

где последний множитель есть аналогичное распределение для единичного позитрона. Для спектрально-углового распределения числа фотонов, образованных каналированным в кристаллическом ондуляторе позитроном, с учетом влияния поляризации среды в дипольном приближении в переменных  $\zeta = \omega/(\Omega\gamma^2)$  и  $u = \gamma\theta$  получена следующая формула

$$\frac{d^2 N_1}{d\zeta du} = \frac{\pi\alpha\eta^2}{r^2 l} u [1 + (1 - u^2\zeta^2)\delta(u^2 - \phi(\zeta))], \quad \phi(\zeta) = Q \frac{(\zeta - \zeta_1)(\zeta_2 - \zeta)}{\zeta^2}$$

$$\eta = \frac{\sqrt{2\pi}A_u}{\lambda_p}, \quad Q = 1 + \frac{q^2}{2} = 1 + \frac{\eta^2}{r^2}, \quad q = \frac{2\pi A_u \gamma}{l},$$

где,  $\Omega = 2\pi\nu_1/l$ ,  $q$  — параметр ондулятора,  $\lambda_p$  — плазменная длина волны среды,  $A_u$  — амплитуда колебаний позитрона в кристаллическом ондуляторе, а переменные  $r$  и  $l$  введены ранее в §1.6,  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  — граничные частоты излучения:

$$\zeta_{1,2} = \frac{1 \mp \sqrt{1 - r^2 Q}}{Q}.$$

Форм-фактор  $F(\omega, \theta)$ , который есть произведение продольного и поперечного форм-факторов [16], как функция от переменных  $\zeta$  и  $u$  имеет следующий вид

$$F(\zeta, u) = F_{||}(\zeta)F_{\perp}(u) = b_1^2 \exp\{-[A(\zeta - \zeta_r)^2 + B\zeta^2 u^2]\}.$$

$$A = \left(\frac{2\pi\gamma^2\sigma_{||}}{l}\right)^2, \quad B = \left(\frac{2\pi\gamma^2\sigma_{\perp}}{l}\right)^2, \quad \text{где } \zeta_r = \omega_r/(\Omega\gamma^2).$$

Выражение для спектрально-углового распределения числа фотонов когерентного излучения, образованного в кристаллическом ондуляторе позитронным сгустком

$$\frac{d^2 N_{coh}}{d\zeta du} = \frac{\pi\alpha\eta^2}{r^2 l} N_b^2 b_1^2 u [1 + (1 - \zeta u^2)\delta(u^2 - \phi(\zeta))]$$

Окончательно, спектральное и угловое распределения когерентного излучения, приведенные на единицу длины кристаллического ондулятора, имеют следующий вид

$$\frac{dN_{coh}}{d\zeta} = \frac{\pi\alpha}{l} \left(\frac{N_b b_1 \eta}{r}\right)^2 \exp\left[-\frac{B^2}{A}\right] \exp[-A(\zeta - \zeta_1)^2],$$

$$\frac{dN_{coh}}{du} = \frac{2\pi\alpha}{l} \left(\frac{N_b b_1 \eta}{r}\right)^2 u \exp\left[-\frac{B^2}{A}\right] \exp\left[-\frac{A\zeta_1^4 u^4}{4}\right].$$

Формула для расчета полного числа фотонов когерентного излучения имеет вид:

$$N_{coh} = \frac{\pi^{3/2} \alpha}{l \sqrt{A}} \left(\frac{N_b b_1 \eta}{r}\right)^2 \exp\left[-\frac{B^2}{A}\right]$$

Численные расчеты позволяют заключить, что для генерации рентгеновского сверхмонохроматического излучения в кристаллическом ондуляторе необходимо выбрать следующие параметры задачи:

1. Позитронный сгусток с параметрами LCLS XFEL:  $N_b = 1.56 \times 10^9$ ,  $E = 13.6$  ГэВ,  $\hbar\omega_r = 8.3$  кэВ,  $\sigma_z = 9 \times 10^{-4}$  см,  $\sigma_r = 6.12 \times 10^{-4}$  см
2. Кристалл Si CU (110) с межплоскостным расстоянием  $d = 0.192$  нм.
3. Кристаллический ондулятор с пространственным периодом  $l = 20.7$  мкм и  $A_u = 3$  нм; длина деканализования  $L_{дек}^+ \approx 8160$  мкм гораздо больше, чем длина кристалла  $L = 310$  мкм.

При этом полное число фотонов равно  $N_{coh} = 1.2 b_1^2 \cdot 10^{10}$ . Относительная ширина линии излучения порядка  $5.3 \cdot 10^{-6}$  ( $\zeta_r \approx 3.8 \cdot 10^{-4}$ ), что на 3 порядка меньше, чем аналогичная величина SASE XFEL.

На рис. 8 представлены спектральное и угловое распределения числа фотонов когерентного рентгеновского излучения в кристаллическом ондуляторе для указанных параметров.

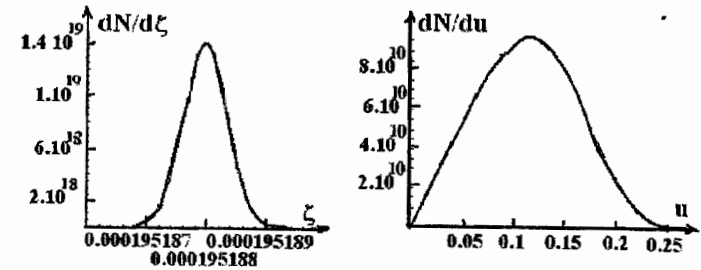


Рис.8 Зависимость  $\frac{dN_{coh}}{d\zeta}$  (а) и  $\frac{dN_{coh}}{du}$  (б) числа когерентно излученных фотонов от безразмерных параметров  $\zeta$  и  $u$ .

Таким образом, после проведения предложенного эксперимента и сравнения теории с экспериментальными данными, есть возможность определить важный параметр глубины модуляции плотности пучка  $b_1$ . Если значение этого параметра окажется не слишком малым, то будем иметь сверхмонохроматический пучок рентгеновских фотонов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена актуальной проблеме выявления особенностей характеристик как спонтанного, так и когерентного ондуляторного излучения в различных областях частот: субмиллиметровой, ультрафиолетовой и рентгеновской.

Во **введении** представлен краткий обзор основных работ по проблеме, постановка задач, обоснована актуальность темы, определена цель, научная новизна, прикладное значение полученных результатов и основные положения, выносимые на защиту.

**Глава I** посвящена исследованию особенностей спонтанного ондуляторного излучения, образованного релятивистскими частицами в пространственно периодических структурах, а именно, в спиральном ондуляторе, разделенном промежутком и в кристаллическом ондуляторе, состоящем из совокупности отдельных монокристаллов, изогнутых по дугам окружности.

В **Главе II** исследован процесс взаимодействия плазмы с лазерными волнами биений (ЛВБ). В результате взаимодействия появляются различные нелинейные процессы. Полученное выражение для тензора диэлектрической проницаемости позволит исследовать спектры продольных и поперечных волн, распространяющихся в плазме. Это взаимодействие приводит к модуляции плотности плазмы с линейно возрастающей амплитудой. Плотность релятивистского электронного пучка также модулируется при взаимодействии с ЛВБ. Излучение пучка с модулированной плотностью когерентно в коротковолновой области.

В **Главе III** рассмотрены возможности когерентного излучения пучков заряженных частиц высоких энергий с модулированной плотностью. Изложен эффект частично-когерентного излучения коротких волн, образованных пучком с асимметричным продольным распределением электронов. Определены спектральные и угловые распределения интенсивностей когерентного ондуляторного излучения, генерируемого пучками заряженных частиц с модулированной ЛВБ плотностью, как в обычных, так и в кристаллических ондуляторах.

### Основные результаты диссертационной работы следующие

➤ Определено поле излучения, образованное релятивистским электроном в системе, состоящей из двух спиральных ондуляторов, разделенных промежутком. Получено спектрально-угловое распределение числа излученных фотонов. Показано, что под нулевым углом форма линии спонтанного излучения сужается из-за интерференции полей излучения.

➤ Исследованы характеристики ондуляторного излучения при каналировании позитронов в кристаллическом ондуляторе, состоящем из совокупности изогнутых по дуге окружности монокристаллов, разделенных промежутками.

➤ Выявлены условия, при которых в исследуемых периодических структурах имеет место конструктивная интерференция полей излучений, фактор которой имеет максимум при определенном значении длины промежутка между монокристаллами. Этот результат важен для исследования эффективности лазера на свободных электронах.

➤ Построена кинетическая теория взаимодействия плазмы с лазерными волнами биений. Решено кинетическое самосогласованное бесстолкновительное уравнение Власова. Получено выражение для спектральной функции распределения с учетом разброса по скоростям частиц плазмы.

➤ Получены выражения для распределения плотности частиц плазмы и тензора диэлектрической проницаемости. Тензор диэлектрической проницаемости позволяет исследовать спектры продольных и поперечных волн, распространяющихся в плазме.

➤ Выявлены условия применимости гидродинамического метода. Найден способ для корректного перехода от кинетического к гидродинамическому методу. Получено выражение для продольной плотности релятивистского электронного пучка при взаимодействии с лазерными волнами биений.

➤ Рассмотрена задача об излучении холодного сильноточного электронного пучка, движущегося навстречу ЛВБ в ондуляторе. Глубина модуляции плотности пучка линейно возрастает в зависимости от длины взаимодействия.

➤ В области длин волн, где поперечный форм-фактор не подавляет когерентность излучения, выявлено существование резонансной длины волны, на которой продольный форм-фактор также равен единице.

➤ При этом резонансная длина волны, длина модуляции плотности пучка и его характерный продольный размер удовлетворяют формуле тонкой линзы. Показано, что таким способом можно реализовать генерацию интенсивного монохроматического излучения в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

➤ Для экспериментальной проверки этого эффекта рассчитаны параметры CO<sub>2</sub> лазеров, спирального ондулятора, значения энергии и плотности электронного пучка.

➤ В рентгеновской области частот исследована проблема когерентности излучения, образованного микробанчированным в процессе SASE FEL пучком в кристаллическом ондуляторе. Учет влияния поляризации среды ограничивает частотный интервал спонтанного излучения. Подавление эффекта когерентности излучения поперечным форм-фактором пучка можно избежать, если выбрать резонансную частоту близкой к нижней допустимой граничной частоте.

➤ Получены аналитические выражения как для частотного и углового распределений, так и полного числа когерентно излученных фотонов.

➤ При экспериментальном подтверждении этого эффекта можно определить также важный параметр глубины модуляции плотности пучка. Показано, что если этот параметр не слишком мал, то можно генерировать достаточно мощный сверхмонохроматический и направленный пучок рентгеновских фотонов.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Л. Гинзбург, Об излучении микрорадиоволн и их поглощении в воздухе, Известия АН СССР, Сер. Физ. т. 11, стр. 165-182, 1947.
2. Г. Мотц, Применение излучения быстрых электронных пучков, из книги Миллиметровые и субмиллиметровые волны, М. ИЛ, стр. 195-209, 1959.
3. К. Ландекер, Увеличение частоты и усиление колебаний с помощью некоторых релятивистских эффектов, из книги Миллиметровые и субмиллиметровые волны, М. ИЛ. стр. 195-209, 1959
4. Н. А. Корхмазян, Изв. АН Арм. ССР, Физика, т. 5, 287,1970; 418 1970.
5. L.A. Gevorgian, N.A. Korkhmasian, Hard Undulator Radiation in Dispersive Medium in Dipole Approximation, Phys. Lett., A 75, pp. 453-456, 1979.
6. Л.А.Геворгян, Н.А.Корхмазян, Ондюляторное излучение в диспергирующих средах, ЖЭТФ, т. 76, стр.1226-1235, 1979.
7. M.T. Robinson, O.S. Oen, Phys. Rev., 132, N5 p.2385-2398, 1963.
8. J.R. Beeler, D.G. Besko, J. Appl. Phys, 83, N2, p 2873-2878, 1963.
9. J. Lindhard, The influence of crystal lattice on the motion of fast charged particles, Physcis Uspekhi, 99 (2), N2, p 249-296, 1969.
10. M.A. Kumakhov, On the theory of electromagnetic radiation of charged particles in crystal, Phys. Lett., 57A, p. 17-18, 1976.
11. Р.Авакян, И.Мирошниченко, Д.Мюррэй, Т.Фигут, Экспериментальное исследование радиации релятивистских каналированных позитронов, Письма в ЖЭТФ, 29, N12, стр. 786-790, 1979.
12. V.V.Kaplin, S.V.Plotnikov and S.A.Vorobev, Zh.Tekh. Fiz. 50 (1980) 1079.
13. A.A. Korol, A.V. Solovev, W. Greiner, J. Phys. G. 24 (1998)
14. L.A. Gevorgian, R.O. Avakyan, K.A. Ispirian, R.K. Ispirian, Radiation from particles in crystalic undulators with allowance for a polarization of the medium, JETP Letters, v.68 N 6, pp. 467 - 471, 1998.
15. R.O. Avakyan, L.A. Gevorgian, K.A. Ispirian, R.K. Ispirian, Spontaneous and stimulated radition of particles in crystalline and nanotube undulators, NIM B 173, pp. 112-120, 2001.
16. Л.А. Геворгян, Н.А. Корхмазян, М.Л. Петросян, Влияние плотности распределения электронов на когерентность излучения сгустков, ЖТФ, т.47, 1583-1597, 1977.
17. K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, S. Hasebe, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita, Phys. Rev. E 51(1995) R 5212.
18. Rosenzweig, G. Travish, A. Tremaine, NIM A 365, (1995) 255.

#### СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1. Л.А. Геворгян, А.Г. Шамамян, Об увеличении коэффициента усиления вынужденного излучения системы ондуляторов, Препринт ЕФИ -1046(9) - 88.
2. Л.А.Геворгян, А.Г.Шамамян, Когерентные эффекты в излучении релятивистского электронного сгустка при наличии лазерных волн биений, Препринт ЕФИ - 1321(16) - 91.
3. L.A. Gevorgian, A.H. Shamamian, Coherent Amplification of Radiation of Electron Beams Interacting with Laser Beat Waves, Int. J. Mod. Phys. A. 28, pp. 1175-1177, 1993.
4. L.A. Gevorgian, A.H. Shamamian, Kinetic description of plasma interaction process with laser beat waves, Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences) Vol.31, No. 2, pp.1-8, 1996.
5. A.H. Shamamian, Coherent radiation of the modulated electron bunch, International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena, Ed. S.B.Dabagov, Proc. of SPIE Vol. 5974 (SPIE, Bellingham, WA, 2005).
6. R.O.Avakian, L.A.Gevorgian, K.K.Ispirian, A.H.Shamamian, Radiation of particles in undulators with straight sections taking into account the medium polarization, NIM B 227 (2005) 104-109.
7. L.A. Gevorgian, A.H. Shamamian, Coherent Sub-millimeter Undulator Radiation from Modulated Electron Beam, International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena, Ed. S.B. Dabagov, Proc. SPIE Vol. 6634, 2007.
8. L.A. Gevorgian, K.K. Ispirian, A.H. Shamamian, Crystalline undulator radiation of microbunched beams taking into account the medium polarization, NIM B 309 (2013) 63-66.

**Շահամյան Անահիտ**  
**ԼԻՑԶՄՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ և ՄՈՂՈՒԼԱՅՎԱԾ ԽՏՈՒԹՅԱՄԲ**  
**ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ՕԼՂՈՒԼՅԱՏՈՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ**  
**ԱՌԱՆՂՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ**  
**ԱՍՓՈՓԱԳԻՐ**

Ատենախոսությունն նվիրված է օնոլյատորային սպոնտան և կոհերենտ ճառագայթման բնութագրերի առանձնահատկությունների բացահայտման արդիական խնդրին:

Ատենախոսության ներածական մասում տրված են թեմայի արդիականությունը, աշխատանքի նպատակը, գիտական նորությունը, գիտական ու կիրառական նշանակությունը և աշխատանքի ներկայացումն ու հրապարակումները:

**Առաջին գլխում** հետազոտվել են օնոլյատիվիստիկ լիցքավորված մասնիկների սպոնտան ճառագայթման առանձնահատկությունները ձևավորված պարբերական և տարածական համակարգերում՝ միջնաշերտով օնոլյատորում և շերտավոր բյուրեղային օնոլյատորում:

**Երկրորդ գլխում** հետազոտվել է լազերային բաբախող ալիքների (ԼԲԱ) հետ պլազմայի փոխազդեցության պրոցեսը, որի արդյունքում ի հայտ են գալիս տարբեր ոչ գծային երևույթներ: Դիէլեկտրիկ թափանցելիության թեկնորի ստացված արտահայտությունը թույլ է տալիս հետազոտել պլազմայում տարածվող երկայնական և լայնական ալիքների սպեկտրները: Այս փոխազդեցության արդյունքում պլազմայի խտությունը մոտովազվում է գծային օրենքով աճող ամպլիտուդայով: Ռեյատիվիստիկ էլեկտրոնների փնջի խտությունն ևս մոտովազվում է ԼԲԱ-ի հետ փոխազդեցության արդյունքում: Այդպիսի փնջի ճառագայթումը կոհերենտ է կարճ ալիքների տիրույթում:

**Երրորդ գլխում** դիտարկվել է բարձր էներգիայով լիցքավորված մասնիկների մոդուլացված խտությամբ փնջերի կոհերենտ ճառագայթման հնարավորությունները: Շարձադրվել է ասիմետրիկ բաշխմամբ էլեկտրոնային փնջի մասնակի կոհերենտ ճառագայթման երևույթը կարճ ալիքային տիրույթում: Որոշվել են լիցքավորված մասնիկների մոդուլացված խտությամբ փնջերի կոհերենտ ճառագայթման ինտենսիվության հաճախային և անկյունային բաշխվածությունները ձևավորված սովորական և բյուրեղային օնոլյատորներում:

Ատենախոսական աշխատանքում ստացված հիմնական արդյունքներն են՝

- Որոշվել է միջնաշերտով օնոլյատորում ձևավորված օնոլյատիվիստիկ էլեկտրոնի ճառագայթման դաշտը: Ստացվել է ճառագայթված ֆոտոնների անկյունահաճախային դաշտը: Ցույց է տրվել, որ զրո անկյան տակ սպոնտան ճառագայթման գծի լայնությունը նեղանում է:
- Հետազոտվել են միաբյուրեղներից կազմված համակարգում ուղղորդված պոզիտրոնների օնոլյատորային ճառագայթման բնութագրերը:

- Բացահայտվել են այն պայմաններն, որոնց դեպքում պարբերական համակարգերում տեղի ունի ճառագայթման դաշտերի կոնստրուկտիվ ինտերֆերենցիա, որի բնութագրիչը շերտերի որոշակի արժեքի դեպքում ունի մեծագույն արժեք: Այս արդյունքն կարևոր է ազատ էլեկտրոններով լազերի արդյունավետության բարձրացման տեսանկյունից:
- Մշակվել է լազերային բաբախող ալիքների հետ պլազմայի փոխազդեցության կինետիկ տեսությունը: Լուծվել է Վլասովի ինքնահամաձայնեցված կինետիկ հավասարումը: Մասնիկների արագությունների ցրվածության հաշվարմամբ ստացվել է պլազմայի խտության սպեկտրալ բաշխման ֆունկցիան:
- Կինետիկ տեսության շրջանակներում որոշվել են պլազմայի խտության բաշխումը և դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը լազերային բաբախող ալիքների առկայությամբ:
- Դիտարկվել է ԼԲԱ-ին ընդառաջ շարժվող էլեկտրոնային խիտ ու սառը փնջի օնոլյատորային ճառագայթման խնդիրը: Փնջի խտությունը մոդուլացվում է, որի խտությունը գծային կախում ունի փոխազդեցության երկարությունից:
- Բացահայտվել է ալիքի ռեզոնանսային երկարության գոյությունը, որի դեպքում ճառագայթման կոհերենտությունը չի ճնշվում ինչպես լայնական, այնպես էլ երկայնական ֆորմ ֆակտորի կողմից:
- Ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը, փնջի խտության մոդուլացիայի տարածական պարբերությունն ու նրա երկայնական չափը բավարարում են բարակ ոսպնյակի բանաձևին: Ցույց է տրվել ինտենսիվ կոհերենտ սուբմիլիմետրանոց մոնոքրոմատիկ ճառագայթման ստացման հնարավորությունը:
- Հետազոտվել է SASE FEL-ի ընդացքում ձևավորված պոզիտրոնային միկրոթանձրուկների կոհերենտ ռենտգենյան ճառագայթումը բյուրեղային միկրոօնոլյատորում: Ցույց է տրվել, որ թանձրուկի լայնական ֆորմ-ֆակտորի կողմից ճառագայթման կոհերենտության ճնշումից կարելի է խուսափել, եթե ռեզոնանսային հաճախությունը ընտրվի միջավայրի բնետացման հաշվառման արդյունքում ստացված հաճախությունների թույլատրելի տիրույթի ներքին սահմանի մոտ:
- Այս երևույթի փորձարարական հաստատումները զուգահեռ կարելի է որոշել նաև թանձրուկի խտության մոդուլացման խտությունը բնութագրող չափազանց կարևոր պարամետրը: Ցույց է տրվել, որ եթե այս պարամետրը շատ փոքր չէ, ապա կարելի է ստանալ հզոր գերմոնոքրոմատիկ և ուղղորդված ռենտգենյան ֆոտոնային փունջ:

Peculiarities of the undulator radiation of charged particles and beams with modulated density

Summary

The thesis is devoted to the actual problem of identifying features of the characteristics of both spontaneous and coherent undulator radiation in different frequency regions: sub-millimeter, ultraviolet and X-ray.

In the Introduction the actuality of the problem, objective of the work, scientific novelty, scientific and practical applications of the results as well as the presentation of the results are given briefly.

The first chapter is devoted to the researching peculiarities of spontaneous undulator radiation formed by relativistic particles in a spatially periodic structures, namely, in the spiral undulator separated by a gap and in the crystalline undulator consisting of a set of individual single crystals curved along arcs of a circle.

The second chapter is devoted to the study of plasma interaction process with the laser beat waves (LBW). Different nonlinear processes in plasma are appear as a result of the interaction with LBW. The resulting expression for the dielectric permittivity tensor allows to the study spectra of longitudinal and transverse waves propagating in the plasma. This interaction leads to the modulation of plasma density with the linearly increasing amplitude. Density of the relativistic electron beam is also modulated by the interaction with LBW. The radiation of beam with modulated density is coherent in the short-wavelength region.

In the third chapter the spontaneous and stimulated radiation of particles produced in crystalline and nanotube undulators is investigated taking into account the influence of the medium polarization as well as the parameters of the particle beam and undulators. As the numerical calculations show the intensity of such radiation exceeds the intensity of usual undulator and channeling radiation in X-ray region.

The following results are obtained in the dissertation.

- The radiation field which formed by the relativistic electrons in a system consisting of two helical undulators separated by a interval is defined. The spectral and angular distribution of emitted photons is obtained. It is shown that a zero angle shape of the spontaneous emission line narrows.
- The characteristics of the undulator radiation in the channeling of positrons in the crystalline undulator consisting of a set of curved along a circular arc single crystals spaced by intervals are received.
- The conditions, under which in the investigated periodic structures occurs the constructive interference of radiation fields from different parts of periodic structures are revealed. The factor of constructive interference has a maximum at a certain value of the gap length between the single crystals. This result is important for the study of the efficiency of a free electron laser.

- The kinetic theory of plasma interaction with the laser beat waves is constructed. The self-consistent collisionless kinetic Vlasov equation is solved. An expression for the spectral distribution function taking into account the variation of the velocity of the plasma particles is received.
- The expressions for the distribution of particle density and tensor dielectric permittivity are obtained. The tensor dielectric permittivity allows exploring the spectra of longitudinal and transverse waves, which are propagating in the plasma.
- The conditions of applicability the hydrodynamic method are revealed. Way for correct the translation from the kinetic to the hydrodynamic method is found. The expression for longitudinal density of the relativistic electron bunch by reacting from laser beats of waves are received.
- The problem of radiation the cold, high-current electron beam, which is moving toward LBW in the helical undulator is considered. Modulation depth of beam density linearly increases depending on interaction length.
- In the wavelength region, where transverse form factor not suppress coherency of radiation, existence resonant wavelength, on which is longitudinal form-factor is also equaled one, detected.
- Thus the resonant wavelength, the length of the beam density modulation and its characteristic longitudinal dimension satisfy the formula of thin lens. It is shown, that in such a way can realize the generation of intense monochromatic radiation in submillimeter wavelength range.
- For experimental verification of this effect it is calculated. the parameters of the two CO<sub>2</sub> lasers, a helical undulator, the values of energy and density of the electron bunch.
- In the X-ray frequency range the problem of coherent radiation, formed by of microbunching in SASE FEL process bunch in crystalline undulator, is investigated. The influence of the polarization of the medium is limits the frequency interval of the spontaneous radiation. Suppression effect coherent radiation transverse form factor of the bunch does not take place, if to choose resonant frequency is close to the lower permissible limiting frequency.
- Analytical and numerical results are obtained of the angular and spectral distributions of the number of photons as well as on the total number of the photons of the coherent X-ray crystalline undulator radiation produced by microbunched beams.
- Experimental confirmation of this effect, give a chance to determine the important parameter of the modulation depth of the bunch density. It is shown, if this parameter is not too small, it can generate powerful enough of additional monochromatic intense beams of X-ray photons.