

К - 176

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

9-93-8

УДК 621.384.665

КАЛЧЕВ
Добрин Иванов

ГЕНЕРАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СИЛЬНОТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Специальность: 01.04.20 — физика пучков
заряженных частиц и ускорительная техника

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1993

АКТУАЛЬНОСТЬ

В последнее время все больше проводится исследований, посвященных синхротронному излучению и разработке новых схем генераторов когерентного излучения, использующих релятивистские электронные пучки. Эксперименты с синхротронным излучением (СИ) уже дают вклад в развитие многих областей науки. Интенсивно развиваются многие технологии, основанные на использовании СИ. Источники СИ третьего поколения отличаются малым эмиттансом, высокой энергией и большим током пучка, а также компактными размерами. Главная тенденция в развитии лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) на накопителях - это создание специализированных накопительных колец компактных размеров, а в ЛСЭ, использующих линейные пучки - увеличение плотности и энергии электронов.

В диссертации предложена новая схема синхротронного лазера на свободных электронах, которая впервые использует многократное взаимодействие электронов кольца с резонатором. Единственная подобная модель ЛСЭ, предложенная немного позже основана на использовании электронного кольца компактного синхротрона. Эта модель "накопителя фотонов" находится уже на стадии осуществления.

В работе также рассмотрена задача о нахождении порога проявления когерентных эффектов в спонтанном синхротронном излучении. Ее решение должно дать ответ на вопрос об абсолютной границе по плотности пучка в ЛСЭ. Исследования когерентного СИ представляют и самостоятельный интерес и весьма актуальны в последние годы в связи с их экспериментальным подтверждением в сгруппированном пучке.

Развитие физики элементарных частиц за последующие десятилетия связано с созданием электрон-позитронных коллайдеров на средние энергии с очень высокой светимостью (В-фабрики, С-Тау фабрики, Ф-фабрики). В этих ускорителях наряду с возможностью использования СИ как побочного

ОИЯИ институт
 ядерных исследований
 БИБЛИОТЕНА

Работа выполнена в Лаборатории Ядерных Проблем ОИЯИ.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук профессор

Э. А. Перельштейн

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Э. С. Масунов

кандидат физико-математических наук

И. Н. Иванов

Ведущая организация: Московский радио-технический институт

Защита состоится " _____ " _____ 1993г. в _____ часов на заседании специализированного совета Д-047.01.03 при ЛЯП ОИЯИ по адресу 141980, г. Дубна, ЛЯП, ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1993г.

Ученый секретарь

специализированного совета

Д-047.01.03 при ЛЯП ОИЯИ

доктор ф.м.н., профессор

Ю. А. Батусов

продукта для полезных целей, приходится учитывать нежелательные сопутствующие эффекты, такие как нагрев стенок камеры и нагрузку области столкновения пучков потоками высокоэнергетичных фотонов. Для устранения этих эффектов необходимы детальные расчеты влияния СИ на ранних этапах проектирования. В диссертации проведены расчеты фона СИ в центральной области для проекта электрон-позитронного коллайдера на 2.2 ГэВ (С-Тау фабрика) в Дубне и исследуются варианты защиты центральной области ускорителя.

Цель работы - исследование актуальных вопросов синхротронного излучения плотных релятивистских электронных пучков:

- о создании компактного коротковолнового источника когерентного СИ;
- о влиянии электронных корреляций на спектр спонтанного СИ релятивистского электронного пучка;
- о практическом расчете паразитного синхротронного излучения от поворотных и фокусирующих элементов электрон-позитронного коллайдера.

Научная новизна работы:

1. Предложена новая схема мазера на свободных электронах, основанная на получении индуцированного СИ от кольца релятивистских электронов. Разработана теория индуцированного излучения в однопроходном и многооборотном режимах работы мазера. На ее основе исследованы характеристики и возможность практического применения мазера и показано, что он может быть эффективен в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн.
2. Впервые разработана теория излучения равновесной плазмы во внешнем магнитном поле, учитывающая точно двухчастичные корреляции в движении электронов. На ее основе вычислены когерентные поправки к спектру излучения неподвижной плазмы и релятивистского пучка электронов в параллельном внешнем магнитном поле. Найдены границы применимости допущения невзаимодействующих электронов.

3. Разработан численный алгоритм, позволяющий, при заданных расположении и параметрах магнитных элементов накопителя, точно вычислить интенсивность и спектр излучения, генерируемого пучком при прохождении через них. Получены характеристики потоков СИ в центральной области симметричного электрон-позитронного коллайдера. Предложены разные конфигурации защищающих от СИ масок и исследована их эффективность с точки зрения фоновой загрузки детектора.

Практическая ценность работы

1. Результаты численного моделирования генерации и распространения потоков СИ использовались при выборе геометрии камеры в месте встречи и при общем проектировании С-Тау фабрики в Дубне.
2. Результаты диссертации могут быть использованы для создания источника когерентного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне.

Апробация работы

Работы, положенные в основу диссертации, докладывались на Всесоюзном семинаре по квантовой оптике (Дубна, 1988г.); на Совещании по новым методам ускорения (Дубна, 1989г.); на III Европейской конференции по ускорителям частиц (Берлин, 1992г.), а также на семинарах ОНМО ОИЯИ.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 8 работ, приведенных в списке литературы.

Структура диссертации

Работа состоит из введения, трех глав, заключения и двух приложений. Общий объем составляет 95 страниц, включая 23 рисунков, список литературы насчитывает 65 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении формулируются основные вопросы, исследуемые в диссертации, кратко описаны методы их решения и изложены некоторые результаты исследования.

В первой главе проводится исследование характеристик нового типа мазера на свободных электронах - синхротронного мазера. Схема мазера показана на Рис.1 - кольцо релятивистских электронов (энергия $2 \cdot 10$ МэВ, радиус от 2 до ~ 10 см) частично погружено в поле двухзеркального резонатора Фабри-Перо; магнитное поле перпендикулярно невозмущенной траектории электрона и параллельно зеркалам резонатора. Излучение выводится через небольшое отверстие в одном из зеркал. Второй, симметрично расположенный

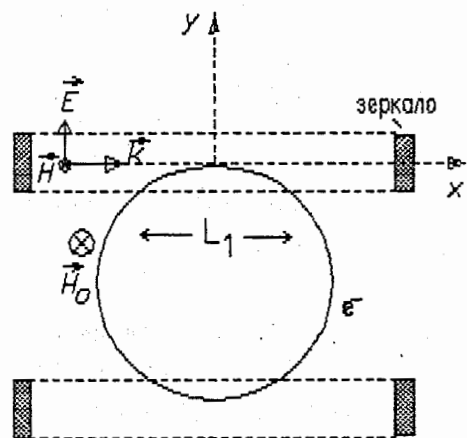


Рис. 1

резонатор, компенсирует уход центра кольца из-за потери энергии. Предлагается использовать кольца со слабой фокусировкой, например, кольца в адгезаторах коллективных ускорителей или кольца компактных синхротронов. При выборе схемы использовались две основные идеи. Первая из них - получение индуцированного излучения вблизи максимума спектра спонтанного синхротронного излучения электрона, высказана впервые в работе¹⁾ в схеме, предложенной в¹⁾ линейный пучок электронов поворачивается во внешнем магнитном поле, взаимодействуя с полем резонатора. Вторая идея, это использование кольца, т.е. рециркуляцию электронного потока в небольшом объеме. Применение кольца имеет следующие преимущества: а) энергия электронов может быть увеличена при помощи бетатронного или другого способа ускорения; б) можно добиться роста КПД вследствие многократного взаимодействия каждого электрона с

резонатор, компенсирует уход центра кольца из-за потери энергии. Предлагается использовать кольца со слабой фокусировкой, например, кольца в адгезаторах коллективных ускорителей или кольца компактных синхротронов. При выборе схемы использовались две основные идеи. Первая из них - получение индуци-

¹⁾ Братман В. и др. - Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, 1979, с.157.

полем резонатора; с) как выяснилось при расчетах, в кольцевой геометрии КПД возрастает по сравнению с КПД из¹⁾ и на одном обороте.

При однократном прохождении электронов через резонатор (первый оборот кольца) электроны группируются на ограниченном отрезке взаимодействия L_1 и, под воздействием несинхронной (встречной) волны отдают энергию незамедленной волне. Оптимальные условия генерации соответствуют длине дуги взаимодействия между электроном и волной порядка длины формирования спонтанного излучения (угловой размер $\sim 1/\gamma$), а оптимальный сдвиг электрона относительно волны по порядку равен длине волны $\lambda \sim R/\gamma^3$, соответствующей максимуму спектра спонтанного излучения.

В расчетах поле резонатора описывается плоской стоячей волной с ненулевой y -компонентой вектор-потенциала $A \sin(\omega t) \sin(kx)$, $k = \omega/c$. Уравнения для энергетических потерь электрона $W = 1 - E/E_1$ (E_1 и φ_1 - энергия и фаза электрона на входе в резонатор) имеют вид:

$$\frac{dW}{d\tilde{x}} = \frac{1}{1-W} \left[\alpha \rho \tilde{x} \sin(\varphi) + (1/4) \alpha^2 \sin(2\varphi) \right] \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tilde{x}} = \frac{1}{(1-W)^2} \left[1 + \rho^2 \tilde{x}^2 + \alpha \rho \tilde{x} \cos(\varphi) + (1/8) \alpha^2 (2 + \cos(2\varphi)) \right], \quad (2)$$

$$W(\tilde{x} = -\tilde{L}_1/2) = 0; \quad \varphi(\tilde{x} = -\tilde{L}_1/2) = \varphi_1,$$

где $\varphi = \omega t - kx$ фаза по отношению к синхронной волне; $\alpha = eA/mc^2 = 0,3 E[\text{МВ/см}] \cdot \lambda[\text{см}]$; $\rho = (2eH_0 \gamma_1^2)/(mc\omega)$; $\tilde{x} = kx/(2\gamma_1^2)$; $\tilde{L}_1 \equiv kL_1/(2\gamma_1^2)$. Индекс 1 означает первый оборот. Однооборотный электронный КПД определяется выражением

$$\eta_1(\alpha, \rho, \tilde{L}_1) = \langle W \rangle_{\varphi_1}, \quad \text{где } \langle \rangle_{\varphi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi. \quad (3)$$

Уравнения (1)-(3) решались методом последовательных приближений в "линейном режиме" ($\alpha \ll 1, \alpha \rho \ll 1$) и численно для произвольных α, ρ . Исследование КПД η_1 и зон генерации (областей значений параметров ρ, \tilde{L}_1 , соответствующих самовозбуждению - они определяются неравенством $\eta_1(\alpha, \rho, \tilde{L}_1) > 0$) показывает следующее:

1) Для малых α вблизи максимума спектра спонтанного СИ ($\rho \approx 4$) $\eta_1 \sim 10\alpha^2$.

2) По сравнению со схемой поворота линейного пучка в кольцевой геометрии растут КПД и ширина зоны генерации. Это объясняется тем, что в случае кольца электрон дольше движется в области резонанса с волной $\tilde{x}=0$ (в этой области мал фазовый сдвиг связанный с кривизной - мал член $\rho^2 \tilde{x}^2$ в (2)).

3) В нелинейном режиме оптимальные значения параметров: $\alpha=2$, $\rho=12$, $\tilde{L}_1=0,6$, а соответствующий абсолютный максимум КПД $\eta_1 \sim 30\%$.

Численное и аналитическое исследование многооборотного движения показывает, что если условия на первом обороте соответствуют линейному режиму ($\alpha < 1$), то электроны в среднем отдают энергию полю резонатора (имеется индуцированное излучение) на всех последующих оборотах. Потери энергии при этом приводят к плавному сжатию кольца. Длина излучаемого импульса определяется интервалом времени, за который кольцо полностью выходит из резонатора; при приросте энергии поля на обороте $\sim 1\%$ он составляет ~ 1 мкс ($\sim 10^3$ оборотов). Формула, выражающая зависимость от времени (от числа оборотов N) многооборотного КПД имеет вид:

$$\eta_N = \langle 1 - \gamma_N / \gamma_1 \rangle_{\varphi_1} \approx \sum_{i=1}^N \eta_i(\alpha, \rho, \tilde{L}_i), \quad (4)$$

где γ_N - энергия электрона на N -ном обороте. Приведенная длина взаимодействия на i -том обороте \tilde{L}_i уменьшается с ростом числа оборотов, а $\eta_i(\alpha, \rho, \tilde{L}_i) > 0$ для всех $i=1, 2, \dots$. При выводе формулы (4) учитывалось, что инерциальной группировкой электронов за время их движения вне резонатора можно пренебречь, т.е. распределение электронов по фазам на входе в резонатор является равномерным для всех оборотов.

Численное моделирование зависимости $\eta_N = \langle 1 - \gamma_N / \gamma_1 \rangle_{\varphi_1}$ от N примерно для 10 оборотов проведено при учете нелинейных явлений группировки электронов вне резонатора. Результат подтверждает формулу (4).

В последнем разделе главы 1 исследуется возможность создания синхротронного лазера на основе существующих установок. Условия старта генерации (стартовое число частиц) оцениваются из условия баланса мощностей - вносимой электронами в резонатор и излучаемой). Результаты следующие:

а) Для кольца в адгезаторе (радиус 4 см, число частиц 10^{13}) возможна генерация в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн при энергиях электронов меньше 6-7 МэВ. При этом относительный прирост энергии поля на обороте составляет несколько процентов для миллиметровых и порядка 1% для субмиллиметровых волн, а требуемые добротности резонатора меньше 10^5 . Длина излучаемого импульса ~ 1 мкс. При напряженности поля в резонаторе ~ 100 кВ/см мощность излучения порядка 100 кВт.

б) В компактном синхротроне "Троль 1"²⁾ (радиус кольца ~ 2 см, число частиц $\sim 10^{10}$) возможна генерация в диапазоне миллиметровых волн. При энергии электронов $\sim 1-2$ МэВ для этого требуется добротность резонатора $\sim 10^4-10^5$. Мощность излучения порядка нескольких кВт.

в) Для компактных синхротронов типа "АВРОРА"³⁾ с энергией больше 100 МэВ для генерации в субмиллиметровом диапазоне требуемая добротность резонатора превышает 10^6 .

Во второй главе развита теория излучения релятивистского электронного пучка во внешнем параллельном магнитном поле, учитывающая двухчастичные корреляции в движении электронов. На ее основе вычислены когерентные поправки к спектру спонтанного излучения пучка.

Корреляции в движении электронов возникают вследствие усиления междуэлектронных взаимодействий в плотном и охлажденном пучке.

В собственной системе отсчета пучка рассматривается

2) Панасюк В.С., Атомная энергия, т.67, в.2, 1989, с.114.

3) Н. Yamada et al, Review of Scient. Instr., V.60, 7, 1989, p.1786.

излучение неподвижной равновесной плазмы во внешнем магнитном поле B_0 . Невозмущенное распределение электронов по импульсам $f_0(\vec{p})$ предполагается релятивистским максвелловским с температурой T .

Основной аналитический результат (см. ниже (10)) состоит в том, что эффекты корреляций описываются членами типа $\kappa_{ij}\kappa_{mn}$ в выражениях для коэффициентов поглощения плазмы (здесь κ_{ij} - элементы тензора высокочастотной поляризуемости). В предельном случае теория дает согласие согласуется с известными результатами: из нее для малых плотностей следуют теорема Кирхгофа и известная формула для интенсивности излучения невзаимодействующих электронов.

Работая в рамках флуктуационного подхода принимаем, что излучаемые поля генерируются случайными флуктуационными токами $\vec{j}(\vec{r}, t)$, распределенными в объеме пучка. При небольших плотностях флуктуации тока в разных точках \vec{r} и в разные моменты времени t статистически независимы, а излучаемая интенсивность пропорциональна общему числу электронов. Отсутствие корреляций означает, что пространственные корреляционные функции токов на частоте ω локальны - $\langle j_\omega(\vec{r}') j_\omega(\vec{r}'') \rangle = (\vec{j}\vec{j})_{\vec{r}', -\vec{r}'', \omega} \delta(\vec{r}' - \vec{r}'')$, а их пространственные Фурье компоненты (корреляторы токов) не зависят от волнового вектора. С повышением плотности корреляции в движении электронов вызывают нелокальность функций $\langle j_\omega(\vec{r}') j_\omega(\vec{r}'') \rangle$, т.е. последние уже имеют ненулевой радиус корреляций $|\vec{r}' - \vec{r}''|$. В системе пучка возникает отклонение от спонтанного излучения на длинах волн $\lambda = 2\pi c/\omega$, сравнимых с этим радиусом, в то время как более короткие волны излучаются без возмущений.

Для прямоугольной области $V = L_1 \times L_2 \times L_3$ ($L_1 \gg \lambda$, L_3 - продольный к направлению излучения \vec{n}_0 размер) получено следующее выражение для модуля вектора Пойнтинга в точке \vec{R} в волновой зоне:

$$S_\omega = \frac{\omega L_1 L_2}{4\pi^3 c^2 R^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dn \frac{\sin^2((n-1)\tilde{L}_3/2)}{(n-1)^2} J_\omega^2(n); \quad \tilde{L}_3 = L_3 \omega/c. \quad (5)$$

Здесь коррелятор поперечных токов $J_\omega^2(n) \equiv Sp \hat{I}_2 \cdot (\vec{j}\vec{j})_{n, \omega}; \quad (\vec{j}\vec{j})_{n, \omega} \equiv (\vec{j}\vec{j})_{\vec{n} = n\vec{n}_0, \omega}; \quad \hat{I}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$

Применяя флуктуационно-диссипативное соотношение величину $J_\omega^2(n)$ выражаем через элементы тензора высокочастотной поляризуемости плазмы κ_{ij} :

$$J_\omega^2(n) = \frac{\omega T}{2\pi} (n^2 - 1)^2 \left(\frac{Im f_+(n)}{|n^2 - 1 - f_+(n)|^2} + \frac{Im f_-(n)}{|n^2 - 1 - f_-(n)|^2} \right), \quad (6)$$

$$\text{где } f_\pm(n) = 1/2 \left[\kappa_{11} + \kappa_{22} + \frac{\kappa_{23}^2 - \kappa_{13}^2}{1 + \kappa_{33}} \right] \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[\kappa_{11} - \kappa_{22} + \frac{\kappa_{23}^2 - \kappa_{13}^2}{1 + \kappa_{33}} \right]^2 - 4 \left[\kappa_{12} + \frac{\kappa_{13} \kappa_{23}}{1 + \kappa_{33}} \right]^2 \right\}^{1/2}.$$

Коррелятор взаимодействующих токов (6) учитывает пространственную дисперсию среды (зависимость от n). Используя дисперсионное уравнение для плазмы

$$D(n, \omega) = (1 + \kappa_{33}) (n^2 - 1 - f_+(n)) (n^2 - 1 - f_-(n)) = 0, \quad (7)$$

находим

$$S_\omega = \frac{\omega^2 T L_1 L_2}{8\pi^4 c^2 R^2} (S_\omega^+ + S_\omega^-); \quad S_\omega^\pm = \int_{-\infty}^{+\infty} dn \frac{(n+1)^2 \sin^2((n-1)\tilde{L}_3/2)}{|n^2 - 1 - f_\pm(n)|^2} Im f_\pm(n). \quad (8)$$

Излучательная способность плазмы (мощность, излучаемая единичным объемом в единичном телесном угле и в единичном интервале частот) равна

$$\eta_\omega = R^2 V^{-1} S_\omega. \quad (9)$$

Выражения (8), (9) описывают излучение плазмы с учетом взаимодействия между электронами. Из них для малых плотностей, сохраняя в вычислениях члены до второго порядка по $\kappa_{ij} \sim q \equiv \omega_p^2/\omega_0^2 \ll 1$, получаем

$$\eta_\omega = I_{RJ}(\omega/c) \left(n_+''(\omega, \theta) + n_-''(\omega, \theta) \right) + O(q^3), \quad (10)$$

Первый член дает известную формулу Кирхгофа. Здесь $I_{RJ} = \omega^2 T / 8\pi^3 c^2$ - распределение Рэля-Джинса; θ - угол направления излучения по отношению к постоянному магнитному

полю; $n_{\pm}^{\omega} = \text{Im}(n_{\pm})$ - коэффициенты поглощения; n_{\pm} - корни дисперсионного уравнения системы $D(n, \omega) = 0$ вычисленные из (7) с точностью до q^2 ; $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_0)^{1/2}$ - плазменная частота; $\omega_0 = eV_0 / m_0 c$ - циклотронная частота электронов; n_0 - плотность электронов.

Известное выражение для излучения невзаимодействующих электронов $\eta_{\omega}^0 \equiv \int d^3p f_0(\vec{p}) I_{\omega}^0(\vec{p})$ получаем из (10) сохраняя только члены $\sim q$.

Коэффициент корреляции $\alpha = 1 - \eta_{\omega} / \eta_{\omega}^0$, дающий когерентные поправки к спектру спонтанного излучения η_{ω}^0 , исследован в собственной и лабораторной системах отсчета для разных значений параметров в собственной системе: угла θ ($0 < \theta < \pi/2$), номера гармоники $m = \omega / \omega_0$ ($m \geq 2$) температурного параметра $\mu = m_0 c^2 / T$ и параметра плотности $q = \omega_p^2 / \omega_0^2$. При этом η_{ω} находится из (10), а элементы $\kappa_{ij} = \kappa_{ij}(n=1, m, \theta, \mu, q)$ в области $m \geq 2$ находятся численно, пользуясь известным методом Трубникова. Основные результаты следующие:

1. В собственной системе в области высоких гармоник гирочастоты ($m > 2$) эффекты корреляции уменьшают интенсивность спонтанного излучения ($\alpha > 0$). В этой области эти эффекты подчиняются известному критерию - они возникают на длинах волн, сравнимых с радиусом дебаевского экранирования: $\lambda / 2\pi \sim r_d$; $r_d = T^{1/2} / (m^{1/2} \omega_p)$.

2. Из сравнения двух идеализированных случаев: излучение невзаимодействующих электронов с поглощением волн в плазме и излучение взаимодействующих электронов без поглощения волн сделан вывод, что: а) для холодных ($T < 10^{-2} m_0 c^2$) и плотных ($\omega_p^2 > \omega_0^2$) плазм, толщиной $\sim 10-100$ длин волн, затухание вследствие корреляционных эффектов преобладает над эффектами поглощения волн для гармоник гирочастоты ω_0 выше 2; б) при плотности электронов плазмы меньше 10^{12} см^{-3} корреляции практически не влияют на излучение субмиллиметровых волн. Корреляционные эффекты проявляются при излучении миллиметровых волн слоями плазмы толщиной в ~ 10 длин волн при плотностях порядка 10^{13} см^{-3} .

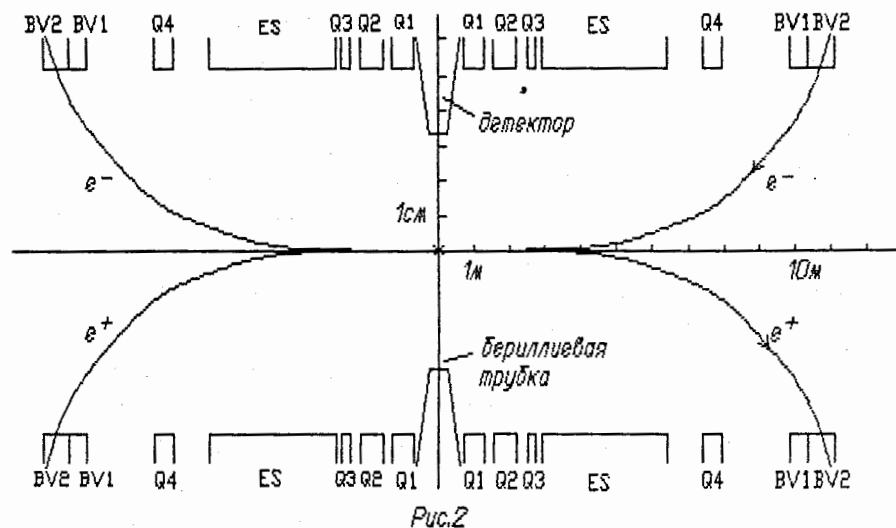
3. Эффекты корреляции могут быть существенными при высоких плотностях электронов ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в лабораторной системе) для случая излучения электронных пучков с небольшими релятивистскими факторами $\gamma < 10$ и толщиной порядка нескольких сантиметров.

4. Путем преобразования спектра в лабораторную систему получено частотно-угловое распределение интенсивности излучения пучка с учетом корреляционных поправок.

В третьей главе проводятся расчеты фона синхротронного излучения в центральной области симметричного электрон-позитронного коллайдера (С-Тау фабрики), оценивается загрузка детектора паразитными фотонами СИ и исследованы варианты масок, защищающих точку взаимодействия (ТВ) пучков.

Потоки СИ возникают при повороте электрона (позитрона) в поле магнитных элементов, расположенных в центральной области: три квадруполь "микро-бета" вставки Q1, Q2, Q3; электростатический сепаратор ES, квадруполь Q4, поворотные магниты BV1 и BV2 (Рис. 2).

В разд. 2 описана программа "SYNRAD", моделирующая генерацию и распространение потоков СИ. Программа реализована на персональном компьютере PC-386; ее расчетная часть написана на языке FORTRAN, а графические модули - на BASIC и СИ. Метод моделирования состоит в следующем. Внутри вакуумной камеры задается аналитически произвольная плоскость - "плоскость отображения" (ПО). Излучение, создаваемое пучком при его прохождении через один или нескольких магнитных элементах собирается и накапливается на ПО. В результате получают двумерные распределения суммарной (от всех элементов) попадающей на ПО интенсивности (мощность или число фотонов/с) в заданном энергетическом интервале. Расположение плоскости отображения в пространстве выбирается так, чтобы она совпадала или касалась некоторых интересующих нас поверхностей. В частности выбирались: стенка вакуумной



камеры, плоскость симметрии центральной области, стенка бериллиевой трубки (она отделяет объем детектора от камеры ускорителя), поверхности масок, электроды электростатического сепаратора.

Графический модуль программы позволяет рассматривать в интерактивном режиме форму и линии уровня пятен СИ на ПО. При интегрировании по всему спектру энергий фотонов максимальное время расчета на РС-386 составляет ~10 мин.

Алгоритм проектирования излучения на плоскости отображения состоит в следующем.

На выходе программы задаются: энергия пучков (2,2 ГэВ); полный ток пучка (0,6 А); горизонтальный и вертикальный эмиттансы ($\epsilon_x = 4,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $\epsilon_y = 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$); конфигурация магнитных элементов и их параметры (силы квадрупольей k и радиус кривизны в диполях ρ); расположение ПО в пространстве. Центральная (осевая) траектория и огибающие пучка $\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x}$, $\sigma_y(s) = \sqrt{\epsilon_y \beta_y}$, находятся в интервале $\pm 15 \text{ м}$ от ТВ с шагом $ds = 1 \text{ см}$ (s -продольная координата по оси пучка). Применяется сплайн интерполяция оптических функции ускорителя $\beta_x(s), \beta_y(s)$.

Точное вычисление интенсивности излучения попадающего в заданную точку ПО требует учета формы огибающих пучка в магнитных элементах, а также (для удаленных элементах ES, Q4, BV1 и BV2) собственной угловой расходимости излучения ($\sim 1/\gamma$). Для этого пучок разбивается с малыми шагами в продольном (s) и поперечных (x, y) направлениях, а плоскость отображения разбивается в двух поперечных направлениях на прямоугольные ячейки. Излучение каждого элементарного объема пучка проектируется на ПО, учитывая угловое уширение конуса излучения в вертикальном направлении $\sim 1/\gamma$. При этом каждой ячейке ПО сопоставляется часть общего числа фотонов, пропорциональная отношению ее площади к площади сечения (рис. 3).

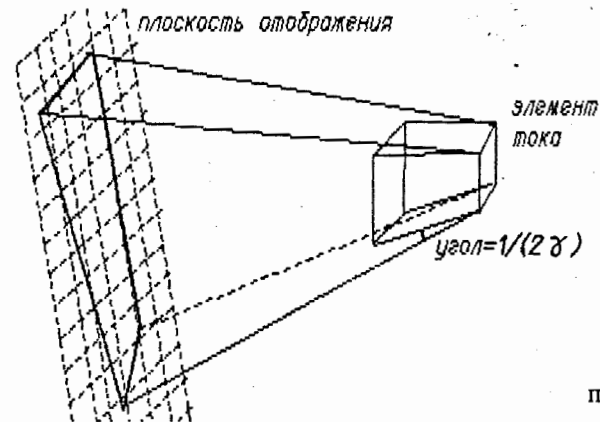


Рис.3 Элементарный объем пучка и метод проектирования на плоскость отображения

В конце проводится интегрирование по объему пучка: в поперечных направлениях в интервалах $\pm 10\sigma_{x,y}$ и по длине s - в пределах данного магнитного элемента.

Для проверки достоверности результатов численного расчета используются следующие критерии:

- суммарная интенсивность, излучаемая данным магнитным элементом, не должна зависеть от выбора положения плоскости отображения;
- суммарная интенсивность, излучаемая квадруполем, должна быть близкой к известному оценочному значению;

- суммарная интенсивность, излучаемая поворотным магнитом, вычисляется аналитически.

- проводилось сравнение с результатами вычисления аналогичных компьютерных программ ^{4),5)}.

Основные результаты анализа фона СИ в отсутствие масок:

1) Максимальная поверхностная плотность СИ падающего на стенку камеры (от магнита BV2) составляет $1,4 \text{ Вт/см}^2$.

2) Максимальная поверхностная плотность СИ падающего в области двух нижних электродов электростатического сепаратора (от магнита BV1) составляет $0,3 \text{ Вт/см}^2$. Если полуширина зазора между электродами равна 1 см, то на каждый электрод попадет излучение с поверхностной плотностью мощности меньше $5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$.

3) Немаскированная бериллиевая трубка с радиусом 3,5 см засвечивается излучением от квадруполя Q4 - полная (от обоих пучков) падающая мощность равна 0,8 Вт, а полное число фотонов $6,4 \cdot 10^{16}$ фот./с. Спектр этого излучения намного мягче соответствующего спектра, полученного в исследованиях В-фабрики, в частности полностью отсутствуют кванты с энергией 8-9 кэВ (К-оболочка атомов меди). Маскирование, однако, необходимо, поскольку проходящее через трубку излучение (при использовании 25мкм Cu + 1мм Be) дает поверхностную плотность мощности на первом Si-слое кремниевого вершинного детектора порядка критической ($\sim 10^{-9} \text{ Вт/см}^2$).

В разд. 3.4 исследованы два варианта выбора масок, защищающих бериллиевую трубку от прямого попадания СИ: 1) короткие симметричные маски и 2) длинные асимметричные маски. Найдены мощность излучения и числа и спектр фотонов а) падающих на поверхности масок; б) падающих на поверхность бериллиевой трубки вследствие отражения от сторон и вершин масок; в) проникающих через трубку в

⁴⁾ CLNS 91-1050, Cornell Univ., pp.4-8.

⁵⁾ SLAC-372, 1991, p.111.

детектор. Результаты следующие:

1) Применение масок в любом из вариантов позволяет уменьшить падающую на трубку мощность до $\sim 10^{-5}$ Вт, а числа фотонов уменьшить до $\sim 2 \cdot 10^{12}$ фот./с. При этом самый большой вклад в загрузку детектора отраженными фотонами дает засвечиваемая сторона дальней (по отношению к излучающему элементу) маски. Этот вклад можно уменьшить, если уменьшить угол наклона этой стороны маски (это сделано в Варианте 2). Вкладом рассеяния от вершин масок можно пренебречь.

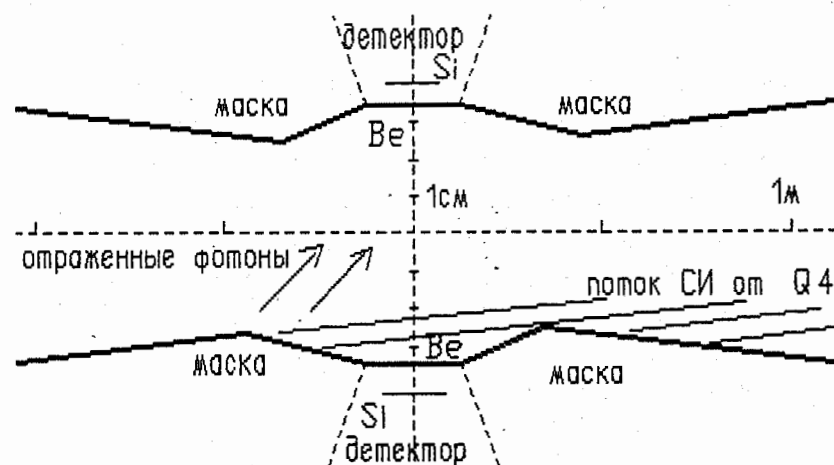


Рис.4 Вариант 2 защиты ТВ - длинные асимметричные маски.

2) Применение длинных масок может оказаться необходимым при будущих исследованиях фона создаваемого рассеянными частицами, а кроме того, они защищают от излучения сверхпроводящие квадруполи Q1, Q2, Q3. Окончательно, Вариант 2 (Рис.4) представляется предпочтительнее. В этом варианте поверхностная плотность падающей мощности на первом кремниевом слое вершинного детектора порядка 10^{-14} Вт/см^2 , что намного ниже допустимой нормы для обеспечения минимального времени жизни $\sim 10^7$ с. Полное число проникающих в детектор фотонов $\approx 10^6$ фот./с, из них $1,3 \cdot 10^3$ с энергией больше 1 кэВ и около 10 с энергией больше 2 кэВ.

Предварительные условия на допустимые фоновые загрузки, принятые при проектировании детектора С-Тау фабрики ОИЯИ отвечают числам проникающих фотонов, которые приблизительно на два порядка больше полученных здесь. Согласно результатам, полученным в ⁴⁾, загрузка трековых камер при таком уровне фона незначительна.

Перечислим основные результаты, полученные в диссертации:

1. Предложена новая схема мазера на свободных электронах, основанная на генерации индуцированного синхротронного излучения с использованием кольца релятивистских электронов. Разработана теория индуцированного излучения в однопроходном и многооборотном режимах работы мазера. Показано, что он может быть создан на основе существующих установок (кольца в адгезаторах коллективных ускорителей и кольца компактных синхротронов) и эффективен для генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн. Требуемые для этого параметры кольца: радиус от 2 до 10 см, энергия от 1 до 10 МэВ, полное число частиц $10^{10} + 10^{13}$; требуемая добротность резонатора - меньше или порядка 10^5 . При полном числе частиц в кольце $10^{12}-10^{13}$ уровень излучаемой мощности в субмиллиметровом режиме генерации ~100 кВт.

2. Показано, что при взаимодействии электронов кольца с полем резонатора Фабри-Перо, можно добиться роста КПД вследствие многократного (в течение многих оборотов) взаимодействия каждого электрона. Объяснен механизм многооборотного роста КПД - он основывается на том, что электроны полностью хаотизируются по фазам за время движения вне резонатора.

3. Разработана теория излучения равновесной плазмы во внешнем магнитном поле, учитывающая двухчастичные корреляции в движении электронов. На ее основе вычислены когерентные поправки к спектру спонтанного излучения неподвижной плазмы и релятивистского пучка электронов в

параллельном внешнем магнитном поле. Показано, что в области высоких гармоник гирочастоты (больше 2 в собственной системе пучка) эффекты корреляции уменьшают спонтанное излучение. Найдены границы применимости модели невзаимодействующих электронов - эффекты корреляции проявляются на длинах волн, порядка или больше радиуса дебаевского экранирования. Эффекты корреляции могут быть существенными при излучении интенсивных пучков (плотность электронов $\sim 10^{13}$ в лабораторной системе), с небольшими релятивистскими факторами ($\gamma < 10$) и толщиной порядка нескольких сантиметров.

4. Разработан численный алгоритм, позволяющий, при заданных расположении и параметрах магнитных элементов электронного ускорителя (или накопителя), точно вычислить интенсивность и спектр синхротронного излучения, генерируемого пучком при прохождении через них. На основе алгоритма создана быстродействующая программа, моделирующая распространение потоков СИ. Программа позволяет рассматривать в интерактивном режиме форму и линии уровня пятен СИ на произвольной плоскости внутри вакуумной камеры ускорителя.

5. Сделаны практические рекомендации по расстановке магнитооптических элементов и по выбору геометрии вакуумной камеры в центральной области С-Тау фабрики с точки зрения защиты детектора от потоков СИ. Предложена конфигурация защищающих масок, обеспечивающая минимальную загруженность компонент детектора. Для этой конфигурации найдены полное число и спектр проникающих в детектор фотонов, а также поверхностная плотность мощности на первом слое вершинного детектора. Обе эти величины намного ниже допустимых норм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И.Калчев, Э.А.Перельштейн,- Синхротронный мазер на свободных электронах, ЖТФ, т.59, в.1, 1989, с.180.
2. V.K.Antropov, V.S.Alexandrov, P.F.Beloshitsky, D.I.Kaltchev et al., The C-tau Factory Vacuum System, Proceedings of the

Workshop on JINR C-tau Factory, Dubna, 29-31 May, 1991, p.327.

3. Калчев Д.И., Перельштейн Э.А., Синхротронный мазер на свободных электронах с многократным прохождением, - в трудах Семинара "Проблемы квантовой оптики", P17-88-689, Дубна, 1988, с.59.

4. Kaltchev D.I., Perelstein E.A., Coherent Corrections to the Synchrotron Radiation Spectrum of a Relativistic Electron Beam, Physics of Fluids B, 1992 (в печати)

5. Kaltchev D.I., Perelstein E.A., Gain Calculations for the Synchrotron Radiation Free-electron Maser, Third European Particle Accelerator Conference, Berlin, 1992, p.626.

6. V.S.Alexandrov, V.K.Antropov, P.F.Beloshitsky, D.I. Kaltchev et al., JINR Tau-Charm Factory Study, XV Intern. Conference on High Energy Accelerators, Hamburg, 1992:

7. Д.И. Калчев, Э.А.Перельштейн, Фоновая загрузка детектора С-тау фабрики синхротронным излучением, 1992, (в печати).

8. Kaltchev D.I., Perelstein E.A., Coherent Corrections to the Synchrotron Radiation Spectrum of a Relativistic Electron Beam, Preprint JINR, E9-92-26, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1993 года.