

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ИНСТИТУТ РАДИОФИЗИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи

ОКСУЗЯН ГАРЕГИН ГУРГЕНОВИЧ

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ
СГУСТКОВ В РАДИОВОЛНОВОДАХ

(01.04.03. – радиофизика, включая квантовую радиофизику)

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико – математических наук

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник Лазиев Э.М..

Официальные оппоненты – доктор физико-математических наук,
профессор Барсуков К.А.,
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Мартirosян Р.М..

Ведущее предприятие – Харьковский ордена Ленина физико-технический институт АН УССР.

Защита состоится " " _____ 1977г. в ____ час.
на заседании специализированного Совета К001.13.01 по присуждению ученой степени кандидата наук в Институте радиофизики и электроники АН Арм.ССР.

Адрес: 378410 г. Аштарак – 2.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке
Института радиофизики и электроники АН Арм.ССР.

Автореферат разослан " " _____ 1977г.

Ученый секретарь специализированного Совета

/Аракелян В.С./

Работа посвящена экспериментальному исследованию излучения релятивистских заряженных частиц в радиоволноводах.

Актуальность. Радиоизлучение релятивистских заряженных ступков имеет ряд практических приложений. Здесь следует отметить как диагностику пучка в ускорителях заряженных частиц, необходимую для изучения динамики их движения, так и освоение новых методов генерации монохроматического излучения.

Цель работы. Экспериментальное определение условий максимальных потерь энергии на излучение, измерение распределения спектральной плотности энергии излучения и ее зависимости от дисперсии и геометрии диэлектрического заполнения волновода.

Научная новизна. В работе впервые измерены потери энергии пучка в волноводе на параметрическое излучение [1], запорное излучение при аксиальной и перпендикулярной ориентации оси волновода и пучка [2]; измерена зависимость потерь энергии от дисперсии волновода [3], потери энергии в волноводе с диэлектрической пластиной [4,5], измерена фазовая протяженность ступков методом спектрального анализа излучения [6]. Для формирования ступков требуемой фазовой протяженности разработана и впервые использована на линейном ускорителе принципиально новая система СВЧ питания на базе автогенератора на мощном клистронном импульсном усилителе [7,8].

Практическая ценность. Исследование частотной зависимости излученной энергии позволило определить оптимальные условия отбора энергии от пучка в СВЧ диапазоне электромагнитных волн

Внедрение измерителя фазовой протяженности сгустков, описанного в работе, позволило существенно увеличить информацию о параметрах ускоренного пучка и обеспечить качественную работу ускорителя на основе этой информации.

Новая система СВЧ питания линейного ускорителя, разработанная в связи с проведением исследований, внедрена на Ереванском ускорителе. Экономический эффект при внедрении составил 400 тыс.руб..

Апробация работы и публикации. Результаты диссертации докладывались на семинарах (X итоговый научно-технический семинар отдела ускорителей, ФТИ АН УССР, Харьков, январь 1973г., семинар ЕрФИ по вопросам физики и техники ускорения заряженных частиц, семинар ЕрФИ по переходному излучению, руководимый академиком АН Арм.ССР Г.М.Гарибяном) и опубликованы в восьми работах.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе обсуждены литературные данные, непосредственно относящиеся к вопросу генерации электромагнитного излучения релятивистскими электронами; приведен анализ механизмов излучения и способов отбора мощности; определены требования к параметрам сгустков электронов.

Вторая глава посвящена источнику электронных сгустков - линейному ускорителю на 50 Мэв, системе СВЧ питания линейного ускорителя, позволившей в широких пределах варьировать фазовую протяженность сгустков; приведены энергетические спектры пучка; методика и результаты измерений фазовой протяженности сгустков

[6 - 8].

В измерениях было использовано то обстоятельство, что возбуждение пустого волновода, пересекаемого заряженной частицей, обусловлено только переходным излучением [Л1, Л2]. Измерения проводились методом спектрального анализа излучения. Амплитуды первых десяти гармоник излучения определялись по интенсивности переходного излучения сгустков с помощью анализатора спектра излучения. Анализатор спектра состоял из стопки волноводов (10 волноводов) прямоугольного сечения, пронизываемых электронным пучком перпендикулярно их оси и возбуждаемых на типе волны TE_{10} . Поперечные размеры волноводов были выбраны таким образом, чтобы (k) -ая гармоника тока пучка возбуждала основную моду в (k) -ом волноводе, а $(k-1)$ -ая гармоника была бы запредельной в нем. Для того, чтобы исключить ошибки, связанные с излучением $(k+1)$ -ой и т.д. гармоник, в (k) -ом волноводе устанавливались режекторные фильтры соответствующего диапазона частот. Измерялась относительная мощность излучения (k) -ой гармоники P_k/P_1 и производилось сравнение с расчетными значениями для фазовой ширины цилиндрического сгустка с равномерным распределением заряда по длине и радиусу:

$$P_k/P_1 = \frac{U_{k-1}^2(\alpha)}{k^2} \cdot \frac{R_k}{R_1}; \quad (1)$$

где P_k - мощность, R_k - сопротивление излучения [Л1] (k) -ой гармоники, U_k - полином Чебышева, $\alpha = \cos(\theta/2)$, $\theta = 2 \arcsin \frac{d_0}{\lambda}$ - фазовый угол сгустка, $2d_0$ - высота цилиндрического сгустка в направлении движения.

Результаты измерений показали, что существенного уменьше-

ния фазовой длины ступка с помощью имеющихся элементов настройки линейного ускорителя достигнуть невозможно. В связи с этим была разработана и внедрена новая система СВЧ питания линейного ускорителя, основанная на автогенераторном режиме работы усилительного клистрона типа КИУ-12А [7,8] с длительностью импульса ~ 2 мксек и мощностью ~ 20 МВт; эта система позволила в широких пределах варьировать фазовую протяженность ступков электронов на выходе линейного ускорителя подбором частоты в пределах ± 100 кГц; установить стабильный режим работы при фазовой длине $10-15^\circ$; уменьшить энергетический разброс с 2,5% до 1,5%; увеличить средний ток с 1 мкА до 1,5 мкА.

В третьей главе представлены результаты исследования интенсивности излучения ступков электронов при аксиальном пролете их в цилиндрическом волноводе [1,2,4,5].

Измерялась зависимость энергии переходного и черенковского излучений от толщины диэлектрической пластины. По условиям эксперимента $\beta \sim 1$ и $\epsilon = 2,05$ (фторопласт), поэтому поток мощности в волноводе с пластиной был обусловлен как переходным, так и черенковским излучениями. Согласно полученным экспериментальным данным при малых толщинах пластины ($\chi_n d \ll 1$) излучение вперед по направлению движения ступков и назад оказываются равными, энергия излучения пропорциональна $(\chi_n d)^2$. Рост толщины приводит к монотонному росту излучения вперед (возрастает черенковская компонента излучения), а мощность излучения назад становится осциллирующей функцией параметра $\chi_n d$, что объясняется интерференцией волн, излученных на границах азда. Максимум излучения вперед ($P_{изл} = 100$ Вт) на основной частоте

ускоряющего поля был получен при $\chi_n d = 2\pi$.

Практически удобным излучателем является волновод с диэлектрической пластиной, вблизи которой помещен проводящий экран. Он может быть использован для генерации электромагнитных волн без дополнительного тракта суммирования мощности. Согласно полученным в диссертации расчетным формулам условия максимума потерь энергии на излучение определяются соотношениями:

$$\chi_n d = (2k+1)\frac{\pi}{2}; \quad \bar{P}_n \cos(\Gamma_n a) < 0; \quad (2)$$

где d — толщина диэлектрической пластины, a — расстояние между проводящей стенкой и пластиной, $\bar{P}_n = \chi_n - \epsilon \Gamma_n$. Расчет потерь и их измерение производились на второй гармонике частоты ускоряющего поля при $\chi_n d = \pi$, $\chi_n d = \pi/2$ и $\Gamma_n a = \pi$. Максимум излученной мощности (60 Вт) зарегистрирован в области значений $\lambda_0/\lambda_{кр} = 0,75 + 0,9$ (λ_0 — длина волны в свободном пространстве, $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны пустого волновода).

В интервале частот $\omega_{n2} < \omega < \omega_{n1}$ (ω_{n1} , ω_{n2} — корни уравнения $Re \Gamma_n = 0$ и $Re \chi_n = 0$ соответственно) распространяющиеся волны отсутствуют и энергия излучения "запирается" в пластине, которая эквивалентна резонатору, возбуждаемому пролетающей частицей [ЛЗ]. При $\beta^2 < \beta^2 \epsilon - 1$ в пластине возникает излучение Вавилова-Черенкова, которое также будет "заперто". В квазинепрерывном спектре переходного излучения наблюдается пик черенковского излучения. Зависимость энергии "запертого" излучения от дисперсии волновода измерялась в области длин волн $1 \leq \lambda_0/\lambda_{кр} \leq \sqrt{\epsilon}$. Пик излучения, связанный с эффектом

Вавилова-Черенкова, наблюдался при $\lambda_0/\lambda_{кр} = 1,02$, причем в области длин волн $1 < \lambda_0/\lambda_{кр} < 1,1$ "запертое" излучение превалировало над излучением в резонаторе, заполненном диэлектриком [14]. Это объясняется тем, что для этих частот добротность резонатора, образованного пластиной в заперевом волноводе, больше из-за "провисания" поля в области пустого волновода. С ростом $\lambda_0/\lambda_{кр}$ "провисание" поля уменьшается, резонансная длина пластины $\delta_n d \rightarrow \pi$, и излучение в резонаторе становится больше "запертого" из-за вклада в энергию излучения на металлических торцах резонатора.

Многочисленное излучение заряженной частицы в волноводе на границах раздела слоистой среды, составленной из чередующихся диэлектрических пластин, приводит к увеличению мощности излучения. Условие, при котором этот эффект имеет место, было получено в [15] и названо параметрическим излучением из-за характера взаимодействия между вынуждающей силой и средой:

$$\cos\left(\frac{\omega}{V}L\right) - \cos\psi = 0; \quad (3)$$

$$\cos\psi = \frac{1}{2} \cos(\Gamma_n a) \cos(\delta_n d) - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon \Gamma_n^2}{\delta_n} + \frac{\delta_n}{\epsilon \Gamma_n} \right) \sin(\Gamma_n a) \sin(\delta_n d); \quad (4)$$

где V - скорость частицы, d - толщина диэлектрических пластин, a - расстояние между пластинами, $L = a + d$ - период среды, $\psi = \kappa_z L$, κ_z - постоянная распространения в среде. Иначе говоря, рост интенсивности излучения в слоистой диэлектрике будет иметь место в том случае, если обеспечен синхронизм между скоростью частицы и фазовой скоростью соответствующей гармоники волны [15, 16].

В экспериментальной установке ступки электронов проходили через волновод круглого сечения, заполненного чередующи-

мися слоями воздуха и фторопласта. Измерялась мощность T_{M10} волны, распространяющейся вдоль траектории движения частиц и в обратном направлении. Измерения показали, что параметрический эффект превалирует над обычным черенковским излучением, которое возникает при $\epsilon\beta^2 > 1$ в пластине, а резонансный пик излучения появляется вблизи границы непрозрачности среды. При вариации толщины диэлектрика ($\delta_n d = 0,33 + 6,57$) и фиксированном значении воздушного промежутка ($\Gamma_n a = 0,81$) наблюдались два параметрических резонанса, соответствующих первой и второй пространственным гармоникам и обусловленных интерференционным усилением излучения [17].

Поскольку излучатель, использующий параметрический резонанс, реально всегда имеет конечные размеры, то есть представляет собой стопку конечного числа N диэлектрических пластин, то исследовалась также зависимость потерь энергии от числа периодов среды и дисперсии волновода. Стопка прозрачна, если выполняется одно из условий [18]:

$$U_{N-1}^2(x) = 0; \quad \sin(\delta_n d) = 0; \quad \delta_n = \epsilon \Gamma_n; \quad (5)$$

где $U_{N-1}(x)$ - полином Чебышева, $x = \cos\left[\frac{\omega}{V}L + \kappa_z \frac{L}{2}\right]$. Согласно полученным результатам в полосе прозрачности мощность излучения пропорциональна квадрату числа пластин N^2 , что совпадает с теорией [18]. Дисперсия волновода здесь сказывается в сужении полосы частот эффективного взаимодействия поля излучения с частицей. Потери частицы на излучение стремятся к нулю при $\lambda_0/\lambda_{кр} \rightarrow 1$. Энергия излучения в непрозрачной стопке измерялась при $\delta_n d = \Gamma_n a = \pi/2$ для $N = 2$ и $N = 4$. Потери

ри энергии в стопке в широком интервале значений $\lambda_0/\lambda_{кр}$ примерно равны излученной энергии в одной пластине, за исключением области между критической частотой волновода и частотой, определяемой условием $\varepsilon \Gamma_n = \gamma_n$.

Из дисперсионного уравнения (4) следует, что для волн типа $TM_{n,n}$, возбуждаемых аксиальным пролетом частицы, прозрачность бесконечной слоистой среды имеет место при любой вариации периода среды, если коэффициент

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon \Gamma_n}{\gamma_n} + \frac{\gamma_n}{\varepsilon \Gamma_n} \right) = 1 \quad (6)$$

т.е. при $\varepsilon \Gamma_n = \gamma_n$. Это условие для волновода эквивалентно условию Брюстера в свободном пространстве [18]. Поскольку частота излучения и диэлектрическая проницаемость пластины ($\varepsilon = 2,05$) по условиям эксперимента были фиксированными, потери энергии на излучение измерялись в зависимости от периода структуры при $2\delta_n d = 2\Gamma_n a$ и $\lambda_0/\lambda_{кр} = 0,82$. Квадратичная зависимость потерь энергии от числа пластин позволила отобрать значительную мощность от пучка на частоте параметрического резонанса. Минимальное значение измеренной мощности ~ 10 кВт для $N = 10$ при числе частиц в сгустке $\sim 5 \cdot 10^7$ и фазовой ширине $\sim 15^\circ$ на частоте группирования.

В четвертой главе приведены результаты экспериментального исследования излучения, возникающего при пересечении сгустками электронов прямоугольного волновода перпендикулярно его оси.

При отсутствии вариации поля вдоль траектории заряженной частицы ($m=0$) генерация волн обусловлена только переходным из-

лучением [12]. Измерялась зависимость переходного излучения от дисперсии и диэлектрической проницаемости волновода с центральным пролетом сгустков электронов ($y_0 = b/2$) перпендикулярно широкой стенке. Критический размер волновода для волны H_{10} изменялся с помощью согласующих металлических клиньев, устанавливаемых на узкой стенке волновода. Для экранирования поля излучения и обеспечения токопрохождения вдоль траектории движения пучка устанавливалась алюминиевая фольга толщиной $\sim 10 \mu$. Эксперимент показал, что рост диэлектрической проницаемости заполнения приводит к уменьшению потерь энергии на переходное излучение.

Наличие границы раздела двух однородных сред вблизи траектории сгустка трансформирует спектр излучения. Особенность этой геометрии излучателя обусловлена не только двумя критическими частотами, соответствующими диэлектрическим проницаемостям заполнения, но и влиянием среды, в которой частица не пролетает. Зависимость мощности излучения от дисперсии волновода имеет монотонный характер. Равномерность частотного распределения мощности улучшается при $\gamma_n z_0 = \pi$.

Результаты измерения мощности излучения в диэлектрической и воздушной пластине при $\gamma_n d = \pi$ и $\Gamma_n d = \pi/2$ показали, что в случае диэлектрической пластины энергия излучения обладает большей частотной равномерностью в интервале значений $\Gamma_n/\gamma_n = 0,2 + 0,5$ по сравнению с воздушной пластиной. Воздушная пластина в волноводе образовывалась с помощью двух клиновидных пластин, плоские грани которых были обращены к траектории движения сгустка. При длине пластины, равной $\lambda_0/2$,

частица как бы не чувствует пластины, и излучает так, как она излучала бы в однородном волноводе с ϵ , равной диэлектрической проницаемости заполнения за пластиной.

Исследование излучения в пластине, помещенной в определенный волновод, интересно в связи с тем, что такие излучатели могут найти применение для измерения параметров ступок заряженных частиц ускорителя. В измерениях варьировались как критический размер волновода для волны H_{10} , так и длина диэлектрической пластины, резонансные частоты которой определялись из соотношения [19]:

$$\operatorname{tg}(\delta_n d) = \frac{i\Gamma_n}{\delta_n} \quad (7)$$

где Γ_n , δ_n - постоянные распространения в пустом и заполненном диэлектриком волноводе, d - толщина пластины. Отбор мощности осуществлялся с помощью зонда, последовательно с которым был включен фильтр нижних частот для ослабления высших гармоник излучения. Во всем интервале значений $\lambda_0/\lambda_{кр}$ не наблюдалось резкого максимума излучения, связанного с излучением Вавилова-Черенкова, как это имело место в случае аксиального пролета ступок электронов.

Заключение

Основные результаты экспериментального исследования возбуждения волноводов релятивистскими ступками электронов с энергией 50 Мэв, фазовой протяженностью от 10° до 20° и числом частиц в ступке $\sim 5 \cdot 10^7$ можно сформулировать следующим обра-

зом:

При пролете ступок по оси волновода через диэлектрическую пластину, перекрывающую поперечное сечение волновода, для малых толщин пластин ($\delta_n d \ll 1$) потери энергии на излучение вперед и назад равны и пропорциональны $(\delta_n d)^2$. С ростом $\delta_n d$ потери растут, причем со значений $\delta_n d = \pi$ потери энергии на излучение назад становятся осциллирующей функцией $(\delta_n d)$, что связано с интерференцией волн, излученных на гранях пластины.

Рассчитаны потери энергии на излучение в закороченном волноводе с диэлектрической пластиной и получены соотношения, определяющие область максимальных потерь на излучение. Мощность излучения измерена для значений $\Gamma_n a = \pi$, $\delta_n d = \pi$ и $\Gamma_n a = \bar{\pi}$, $\delta_n d = \pi/2$. Максимум отбора мощности от пучка соответствует длинам волн $\lambda_0/\lambda_{кр} = 0,75 + 0,9$.

В полосе прозрачности волновода с периодической структурой, составленной из чередующихся слоев воздуха и фторопласта, потери энергии на параметрическое излучение на два порядка превышают потери энергии на черенковское излучение в диэлектрической пластине. Максимальная мощность излучения (~ 100 Вт на период среды) получена при $\Gamma_n a = \delta_n d = \bar{\pi}$. Мощность параметрического излучения в полосе прозрачности волновода со стопкой из конечного числа N пластин пропорциональна N^2 .

В полосе непрозрачности волновода со стопкой пластин ($\delta_n d = \Gamma_n a = \pi/2$) потери энергии пучка на излучение примерно равны потерям в одной пластине в широком интервале значений $\lambda_0/\lambda_{кр}$, за исключением области частот, заключенной между критической частотой волновода и частотой, определяемой условием $\epsilon \Gamma_n = \delta_n$. При этом условии слоистая среда в волно-

воде для распространяющихся симметричных E-волн оказывается прозрачной при любом значении периода среды.

Потери энергии на "запертое" излучение в пластине имеют максимум в области длин волн, близких к предельной длине волны волновода. При аксиальном пролете электронного пучка оно обусловлено как черенковским, так и переходным излучениями на границах пластины. В диапазоне длин волн $1 < \lambda_0 / \lambda_{кр} < 1,1$ мощность "запертого" излучения превышает мощность излучения в резонаторе, заполненном диэлектриком.

При пролете электронных сгустков перпендикулярно оси волновода спектральное распределение интенсивности излучения равномерно в относительно широком диапазоне частот ($\lambda / \lambda_{кр} = 0,5 + 0,8$). Поскольку возбуждение волны H_{10} в прямоугольном волноводе обусловлено лишь переходным излучением.

Потери энергии на переходное излучение в прямоугольном волноводе с одной границей раздела сред, заполняющих волновод, монотонно растут с частотой при фиксированном $\delta_n z_0$ (z_0 - расстояние от траектории пучка до границы раздела). Равномерность частотного распределения энергии улучшается при значении $\delta_n z_0 = \pi$. Монотонный рост потерь энергии с частотой на возбуждение H_{10} волны наблюдался также и в случае пролета сгустков через пластину в волноводе.

На основе переходного излучения в прямоугольном волноводе создан прибор - анализатор спектра излучения электронных сгустков, позволяющий диагностировать продольную структуру сгустка.

Разработана и впервые в мировой практике внедрена система СВЧ питания линейного ускорителя синхротрона на основе ав-

тогенераторного режима импульсного клистрона КИУ-12А с мощностью выхода ~20 МВт; система позволила формировать сгустки электронов заданной фазовой протяженности; экономический эффект от внедрения составил ~400 тыс.руб..

Основные результаты опубликованы в следующих работах:

1. Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян, В.Л.Серов, Радиотехника и электроника, 17, 1335, 1972.
2. Х.С.Арутюнян, Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 11, 405, 1976.
3. Г.Г.Оксузян, Э.С.Погосян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 11, 340, 1976.
4. Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 6, 467, 1971.
5. Г.Г.Оксузян, Э.С.Погосян, Научное сообщение, ВМН-163, 1976.
6. Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 10, 185, 1975.
7. Г.Г.Оксузян, Э.М.Лазиев, В.Л.Серов, В.И.Белоглазов, И.А.Гришаев, Т.Ф.Никитина, Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра, ХИТИ АН УССР, Харьков, вып. 4(6), 1973.
8. Г.Г.Оксузян, Э.М.Лазиев, В.Л.Серов, Авт. свид. М.Кл.Н 05h, 7/02: Бюллетень № 23, 383230, (1973).

Л И Т Е Р А Т У Р А

11. Л.Г.Ломизе, ЖТФ, 31, 301, 1961.
12. К.А.Барсуков, Э.Д.Газаян, Э.М.Лазиев, Изв. вузов МВССО СССР, (Радиофизика), 15, 191, 1972.
13. К.А.Барсуков, ЖТФ, 30, 1337, 1960.

Л4. А. С. Адамчук, Л. Г. Нарышкина, Изв. вузов, МВССО СССР, (Радиофизика), 14, 1260, 1971.

Л5. Л. Б. Файнберг, Н. А. Хижняк, ЖЭТФ, 32, 883, 1957.

Л6. Н. А. Хижняк, Радиотехника и электроника, 5, 413, 1960.

Л7. Г. М. Гарибян, Научное сообщение, ЕФИ-91, 1974.

Л8. Э. А. Беглоян, Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев, Радиотехника и электроника, 21, 164, 1976.

Л9. К. А. Барсуков, Э. А. Беглоян, Э. Д. Газазян, Э. А. Геворкян, Э. М. Лазиев, Изв. АН Арм. ССР, Физика, 7, 397, 1972.

Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ 92

ВФ-03268

Тираж 150

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркаряна 2