

## Слабополевые коррекции на основе технологии печатного монтажа

В.А. Востриков, А.В. Руднев, Г.М. Тумайкин, Д.А. Хлыстов

*ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

*E-mail: V.A.Vostrikov@inp.nsk.su*

В современных циклических ускорителях и накопительных кольцах важное значение придается уменьшению влияния или, наоборот, сознательному использованию нелинейных эффектов в поперечном движении. С этой целью в магнитную структуру закладываются нелинейные коррекции, которые можно разделить на два типа: а) коррекции, являющиеся частью магнитной структуры (секступольные линзы для подавления хроматизма, мощные повернутые квадрупольные для компенсации соленоидов детекторов или сибирских змеек); б) коррекции для уменьшения ошибок магнитного поля или слабополевые коррекции.

В настоящее время точность расчёта, изготовления и магнитных измерений элементов структуры велика, что и обуславливает применение слабополевых коррекций. Сюда можно отнести коррекции для уменьшения линейной и нелинейной связей, тонкого управления зависимостью бетатронных частот от амплитуды [1], подавления гармоник бетатронных и деполяризующих резонансов. Обычно эти коррекции реализуются в виде отдельных магнитных корректоров или распределенных обмоток на полюсах основных магнитных элементов. Однако отдельные корректоры достаточно дороги и требуют дополнительного места, а технология изготовления распределенных витков достаточно сложна. Этих недостатков нет у распределенных коррекций, изготовленных по технологии печатного монтажа. Они просты, обеспечивают высокую точность и тиражирование. Коррекции изготавливаются из тонкого изоляционного материала с проводящим покрытием и помещаются в зазор между вакуумной камерой и полюсом.

В работе рассмотрены способы формирования магнитных полей такими коррекциями, и технология изготовления.

Корректирующее магнитное поле создаётся распределением плотности тока по поверхности полюсов основных элементов ускорительной структуры. При моделировании рассматривались основные элементы ускорительной структуры (поворотный магнит с плоскими полюсами, квадрупольная и секступольная линзы). Простейший расчёт можно провести в двумерном случае, считая корректор бесконечно длинным, в приближении бесконечно тонкого и идеально проводящего токонесящего слоя.

Задав параметры нужного корректирующего поля, можно применить теорему Гаусса для двух контуров  $\Gamma$  и  $\Gamma'$ , охватывающих токи  $I$  и  $I + dI$  соответственно [2]. Отсюда можно найти выражение для поверхностной плотности тока  $j = dI/dl$ , где  $dl$  — элемент длины вдоль поверхности полюса.

Результаты расчётов для мультиполей не выше третьего приведены в табл. 1. Видно, что в случае дипольного магнита распределение плотности одинаково для повернутого мультиполя и для нормального мультиполя следующего порядка. Это соответствует различному взаимному включению верхней и нижней плат корректора. В случае линз это вырождение снимается за счёт нелинейной формы полюса. Из приведенных выражений видно, что вектор плотности тока на полюсе может быть одного знака или менять направление. В первом случае требуются обратные витки за пределами полюса. Во втором случае используется многovitковая концентрическая система.

Таблица 1:

	DIPOLE	QUADRUPOLE	SEXTUPOLE
Vertical dipole	$j = B$		
Quadrupole	$j = Gb$		
Sqew quadrupole	$j = Gx$	$j = G\sqrt{x^2 + z^2}$	
Sextupole	$j = G_2bx$	$j = 1/2G_2z\sqrt{x^2 + z^2}$	
Rotate sextupole	$j = 1/2G_2(b^2 - x^2)$	$j = 1/2G_2x\sqrt{x^2 + z^2}$	$j = 1/2G_2(x^2 + z^2)$
Octupole	$j = G_3b(3x^2 - b^2)$	$j = 2G_3a\sqrt{x^2 + z^2}$	$j = G_3z(x^2 + z^2)$
Rotate octupole		$j = G_3(z^2 - x^2)\sqrt{x^2 + z^2}$	$j = G_3x(x^2 + z^2)$

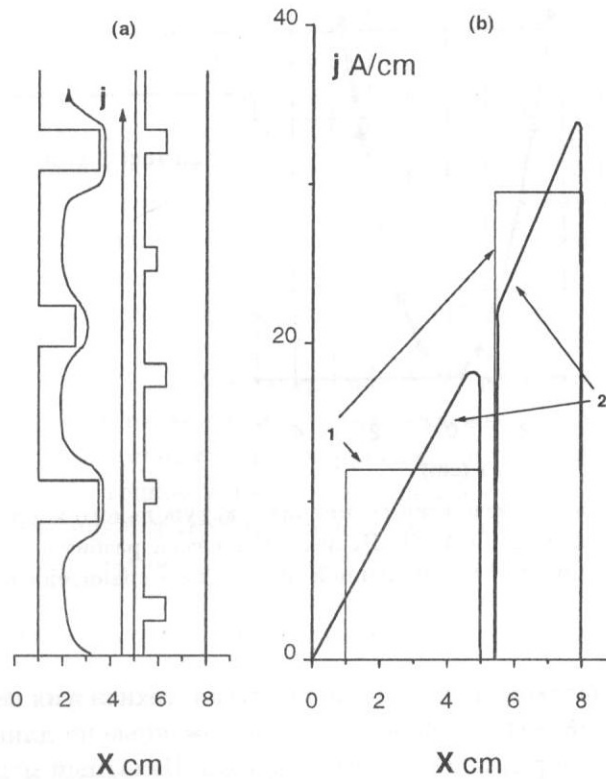


Рис. 1: (а) Вид сверху на 2 витка с выборкой материала для секступольного корректора. Также схематично изображено искажение линий плотности тока при введении “выборок”. (б) Распределение средней на длине элемента плотности тока, до (1) и после (2) выборки материала.

Возможности технологии печатного монтажа позволяют оптимальным образом расположить витки корректора в соответствии с функцией распределения плотности тока. Необходимое распределение создаётся разбиением проводящей поверхности неизменной толщины, накладываемой на полкус, на витки различной ширины. Неизбежно возникающая при этом “ступенчатость” плотности тока ухудшает качество поля корректора. Для достижения максимально качественного корректирующего поля различными способами нужно создать более гладкое распределение плотности тока. Это можно сделать с помощью регулярной выборки отдельных участков проводящего покрытия, или распараллеливанием витков, при котором подбираются ширина витков и зазор между ними. При распараллеливании характерные размеры искажений поля уменьшаются, однако повышается вероятность выхода из строя наиболее тонких дорожек.

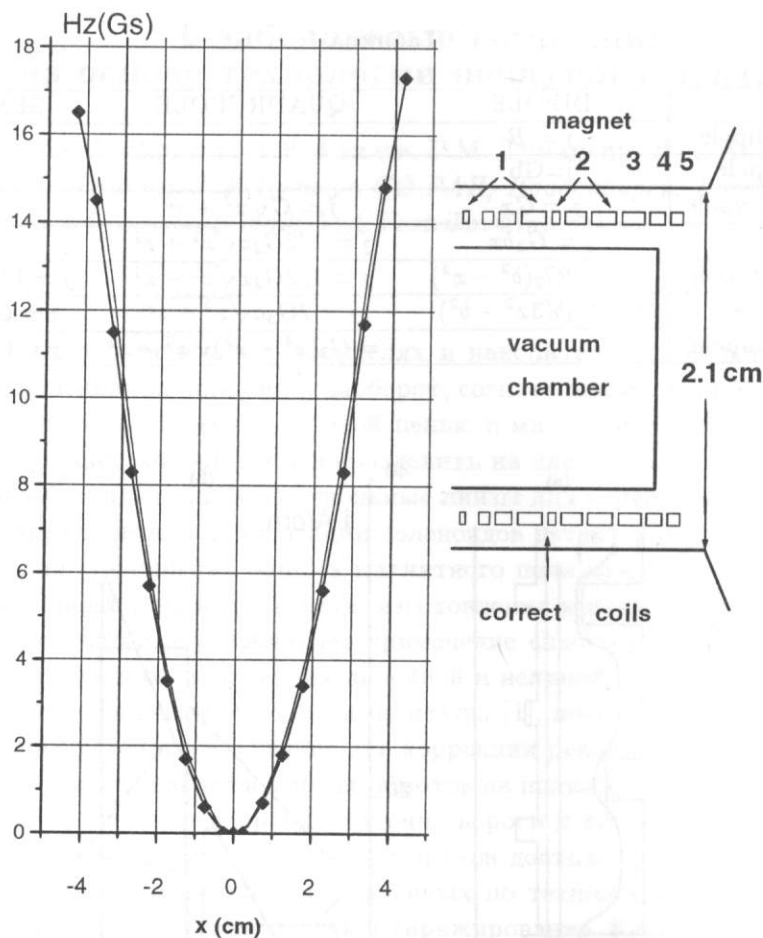


Рис. 2: Справа изображена схематически геометрия секступольного корректора (сечение) в исполнении для поворотного магнита ТРАПП. Первые два витка разбиты на параллельные участки. Слева — измеренная величина поля в медианной плоскости в сравнении с предсказаниями моделирования (тонкая линия).

В случае выборки участков проводящего покрытия, технология печатного монтажа проявляет себя с наибольшей эффективностью. Расположенные по длине дорожки “выборки” регулярно возмущают распределение плотности тока. Печатный монтаж позволяет реализовывать “выборки” любой формы, в любом расположении. Таким путём возможно добиться наиболее гладкого, необходимого распределения средней на длине элемента плотности тока (см. рис. 1). Моделирование позволяет быстро подобрать необходимые период размещения (порядка ширины дорожки) и размер “выборок”, обеспечивающих гладкое распределение средней плотности тока. Возникающие при этом небольшие аксиальные поля имеют очень высокую периодичность и в среднем не оказывают влияния на движение частиц.

Было проведено численное моделирование магнитного поля токов, распределенных как описано выше. На рис. 2 приведен вид сечения секступольного корректора (с распараллеливанием витков) в поворотном магните. Моделирование проводилось с использованием программы MERMAID и позволило скорректировать функцию распределения плотности тока в соответствии с реальными условиями задачи. Также это позволило, например в случае квадрупольного полюса, заметно упростить вид распределения без заметного искажения поля в рабочей области апертуры:

$$j_{real} = j_{theor} / \sqrt{(y^2 + x^2)}.$$

На рис. 2 представлены результаты моделирования для случая секступольного корректора при токе питания 2.5 А.

Для проверки расчётов на участке печатных плат БИЯФ были изготовлены опытные образцы корректоров, рассчитанные для использования в магнитной структуре слабофокусирующего синхротрона ТРАПП [3]. Длина корректора 30 см. Измерения корректирующих полей показали хорошее согласие с расчётными. Результаты измерений для секступольного корректора в сравнении с расчётными представлены на рис. 2. Величины градиентов корректирующих полей, для SQEW-квадруполей и секступолей при величине тока питания до 5 А составили соответственно до  $G_1=4.9$  Гс/см<sup>2</sup>,  $G_2=4.5$  Гс/см<sup>2</sup>. Рабочая апертура корректора составила 16 мм.

Описываемые корректоры изготавливались из двухстороннего фольгированного стекло-текстолита, покрытого слоем тонкого изоляционного материала. Толщина платы корректора в сборе составила 1 мм. Сопротивление корректора в сборе составило примерно 1 Ом. Максимально возможное тепловыделение примерно 0.1 Вт/см<sup>2</sup>. Вероятно, лучший в технологическом смысле результат достигается при запрессовывании плат корректора в изоляционный материал, обладающий достаточной теплопроводностью. Возможно несколько способов фиксации плат корректора внутри элемента. Для линз предпочтительней приклеивание плат к полюсам. В поворотных магнитах использовались механические фиксаторы, что позволяло свободно перемещать камеру. Ограничения на минимальную ширину токопроводящей дорожки связаны с толщиной проводящего материала и величиной тока. Технология осаивания меди на проводящие дорожки позволяет заметно увеличить величину максимального тока питания.

Применение корректоров на ТРАПП показало простоту и технологичность при их изготовлении, высокую степень повторяемости в серии, надежность и простоту в использовании. Спектр возможного приложения таких коррекций достаточно широк: уменьшение линейной и нелинейной связей, тонкое управление зависимостью бетатронных частот от амплитуды, подавление гармоник бетатронных и деполяризующих резонансов, корректирование малых ошибок выставки магнитных элементов, подавление возмущений, вызванных токами Фуко, в камере, в быстроциклических машинах [4]. Это даёт возможность рекомендовать слабополевые коррекции для использования в ускорительных структурах.

## Список литературы

- [1] Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. МГУ 1980.
- [2] Тамм И.Е. Основы теории электричества. — М.: Наука. 1989.
- [3] Balakin V.E., Skrinsky A.N., Smirnov V.P., Valyaev Y.D. // TRAPP — Facility for Proton Therapy of Cancer. EPAC, Rome, June, 1988, Vol. 2.
- [4] G.T.Danby, J.V.Jackson. // Description of New Vacuum Chamber Correction Concept. BNL- 41856.

# Оценки коэффициента конверсии позитронного источника для ВЭПП-5

А.А. Кулаков, Р.М. Лапик, П.В. Мартышкин,  
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера РАН, Новосибирск, Россия

## Введение

Для определения максимального коэффициента конверсии источника позитронов с различными параметрами адиабатически изменяющегося магнитного поля была рассмотрена динамика частиц в согласующем устройстве и в ускоряющей секции. Аналитические ограничения, налагаемые на захватываемые позитроны, рассматривались совместно с их распределением после конверсионной мишени. Моделирование электромагнитных ливней в веществе мишени проводилось с помощью пакета библиотек GEANT [1].

Данная работа проводилась в рамках создания позитронного источника инжекционного комплекса для электрон-позитронного комплекса ВЭПП-5, создаваемого в ИЯФ (г. Новосибирск) [2, 3]. Электронный пучок с энергией 300 МэВ, энергетическим разбросом в пучке  $\pm 1\%$  и продольным размером  $2\sigma_z = 6$  мм фокусируется триплетом на конверсионную мишень. Радиальный размер электронного пучка на мишени составляет примерно 0.5 мм. Адиабатическое согласующее устройство расположено перед ускоряющей секцией длиной 3 м, которая помещена в сопровождающее поле соленоида с магнитным полем 7 кГс. Радиус апертура ускоряющей секции 12 мм, рабочая частота 2856 МГц, темп ускорения 25 МэВ/м. Позитронный пучок после ускорения до энергии 510 МэВ инжектируется в охладитель-накопитель с энергетическим акцептансом  $\pm 3\%$ .

## 1. Распределение позитронов после конверсионной мишени

Общий коэффициент конверсии является интегральной величиной и дает только приблизительный диапазон, в котором может находиться оптимальная толщина мишени. Для энергии первоначального электронного пучка 300 МэВ эта величина достигает в максимуме приблизительно 0.8 позитрона на один падающий на мишень электрон и мало меняется при изменении ее толщины в пределах  $2 \div 2.5$  радиационной длины. Поэтому для получения коэффициента конверсии, принимающего во внимание динамику позитронов в согласующем устройстве и дальнейшее ускорение, необходимо рассматривать распределения позитронов на плоскости первоначальных углов и энергий.

Рис.1 показывает линии равенства распределения плотности позитронов на плоскости энергий и углов вылета частиц из мишени толщиной 2.5 радиационной длины. Плотности позитронов имеет область с максимальными значениями в диапазоне энергий от 4 до 25 МэВ и углов более чем  $10^\circ$ . Числа, соответствующие линиям контура, отражают плотность позитронов на 1 МэВ-градус. Данное распределение в дальнейшем будет рассматриваться вместе с апертурными ограничениями захватываемых позитронов.

Другой важный фактор, который влияет на конечное значение числа захватываемых частиц, это удлинение позитронного пучка. Расчеты проделанные для первоначального электронного пучка 'нулевой' длины показали, что удлинением пучка позитронов в процессе рождения и движения в мишени можно пренебречь. Более 67% частиц лежат в области, меньшей 0.17 мм, что составляет примерно  $0.6^\circ$  фазы ускоряющего ВЧ-поля.

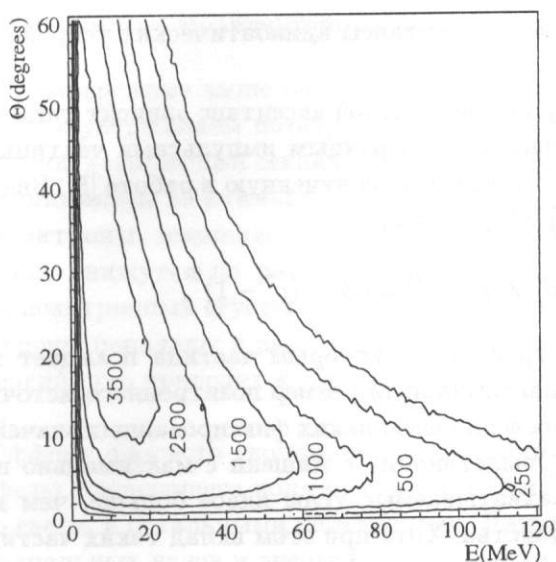


Рис. 1: Линии равной плотности распределения позитронов для  $10^7$  первоначальных  $e^-$ . Мишень 2.5 рад. дл.

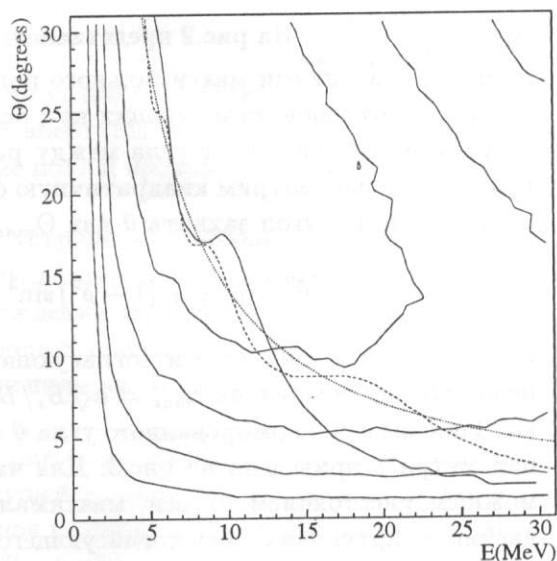


Рис. 2: Угловой акцептанс сог. устр. Длина поля 15 см (сплошная), 30 см (пунктир). Точки — асимптотический акцептанс [5].

Процесс многократного рассеяния в веществе мишени увеличивает поперечный размер позитронного сгустка, что особенно сильно сказывается на частицах с малой энергией. Для бесконечно тонкого начального сгустка электронов размер позитронного сгустка после мишени составляет 1 мм для 75% частиц и 1.5 мм — для 90%.

## 2. Апертурные ограничения

Одной из основных характеристик согласующего устройства является зависимость максимальных захватываемых углов от энергии частиц. Детальный анализ движения частиц в магнитном поле адиабатического согласующего устройства (при использовании ВКБ-метода) часто встречается в работах посвященных созданию конверсионных систем [4, 5].

При прямом решении уравнений движения (без использования ВКБ-метода) для частиц, стартующих с продольной оси согласующего устройства, максимальные углы захвата определяются следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Theta_{max}^0 = \frac{e\sqrt{B_0 B_s} a}{2Pc} \left/ \left( 1 + \frac{\sin 2\psi}{2\Omega_1} + 2\left(\frac{\sin \psi}{2\Omega_1}\right)^2 \right) \right. \quad pc \leq E_{кр} \\ \Theta_{max}^0 = \frac{e\sqrt{B_0 B_s} a}{2Pc} \left/ \left( 1 + \frac{\sinh 2\psi}{2\Omega_1} + 2\left(\frac{\sinh \psi}{2\Omega_1}\right)^2 \right) \right. \quad pc > E_{кр}, \end{array} \right.$$

где величины определяются как  $\Omega_1 = \sqrt{\frac{eB_0 L_{ад}}{2Pc(B_0/B_s - 1)} - 1/4}$  и  $\psi = \Omega_1 \ln(B_0/B_s)$  для

первого случая и  $\Omega_1 = \sqrt{1/4 - \frac{eB_0 L_{ад}}{2Pc(B_0/B_s - 1)}}$  — для второго;  $a$  — радиус апертуры ускоряющей секции;  $P$  — импульс частицы  $B_0$ ;  $B_s$  — значения максимального магнитного поля адиабатического устройства и поля соленоида сопровождения;  $L_{ад}$  — длина участка с адиабатическим спаданием поля. Величина критической энергии имеет следующий вид:

$E_{кр} = \frac{eB_0 L_{ад}}{B_0/B_s - 1}$ . На рис.2 представлены угловые аксептансы адиабатических устройств с разными значениями максимального поля.

Для позитронов, стартующих не с оси устройства, угловой аксептанс зависит также от расстояния до оси  $r$  и от угла между радиальным и поперечным импульсами частицы  $\phi$ . Как пример рассмотрим квадратичную форму аксептанса, полученную в работе [5]. Введем нормированный угол захвата  $\vartheta$  как  $\Theta_{max}(r, \phi)/\Theta_{max}(r = 0)$ :

$$\vartheta^2 (\cos^2 \phi + (1 - \rho^2) \sin^2 \phi) + \vartheta \cdot 2 (\rho - \rho^3) \sin \phi = (\rho^2 - 1)^2,$$

где  $\rho$  — расстояние до оси согласующего устройства, с которым частица покидает мишень, нормированное на  $r_{max} = a\sqrt{B_s/B_0}$  — максимальный размер позитронного источника. Зависимость нормированного угла  $\vartheta$  от угла  $\phi$  для нескольких фиксированных значений параметра  $\rho$  приведена на рис.3. Для частиц, вылетающих с мишени с максимально возможным расстоянием от оси, максимально захватываемые углы вдвое больше, чем для частиц, стартующих с оси согласующего устройства. Хотя при этом вклад таких частиц в конечное число позитронов, которые будут инжектированы в охладитель-накопитель, будет небольшой.

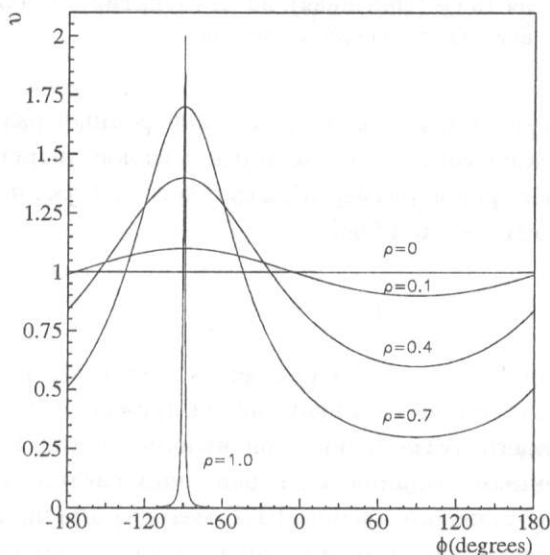


Рис. 3: Нормализованный угловой аксептанс  $\vartheta$ .

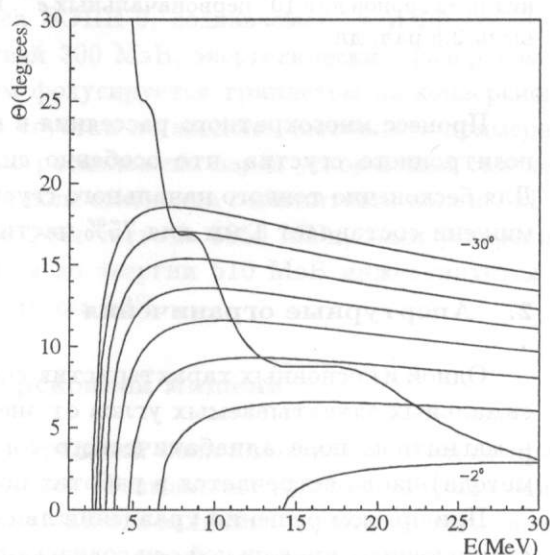


Рис. 4: Линии равной разницы ВЧ-фаз после первой ускоряющей секции.

Аксептанс устройства, полученный без привлечения ВКБ-метода, хотя и зависит от энергии частиц, но для позитронов с энергией меньше критической имеет практически такую же зависимость нормированного угла от величины  $\rho$ . Для частиц с большей энергией максимальное значение величины  $\vartheta$  составляет только 1.2

Поэтому оценки числа позитронов, проводимые на основе зависимости  $\Theta_{max}^0$  при  $\rho = 0$  являются вполне приемлемыми. Например для значения максимального поля 35 кГс и поля соленоида сопровождения 5 кГс при расстоянии до оси согласующего устройства  $\rho$ , равном 0.16 и 0.33, содержатся около 65 и 90% позитронов соответственно. Около половины частиц имеют угол  $\phi \pm 50^\circ$ .

### 3. Удлинение позитронного сгустка

Рассмотренные выше геометрические ограничения углового и радиального акцептансов связаны с удержанием позитронов внутри заданной апертуры и определяются в основном апертурой ускоряющей секции. При этом ускоряющие поля и продольное удлинение сгустка не принимались во внимание.

Позитроны, имеющие на входе в согласующее устройство, разные значения углов и энергий, движутся по разным траекториям, в результате, как следствие разной длины пути, позитронный сгусток удлиняется. После прохождения поля согласующего устройства позитроны попадают в разные фазы ускоряющего поля в зависимости от начальных углов и энергий, что приводит к дополнительным ограничениям на максимально захватываемые углы.

Эффект фазового скольжения иллюстрируется рис.4, на котором отражены различия ВЧ-фазы ускоряющего поля между частицей, движущейся вдоль оси ускорителя со скоростью света, и остальными позитронами. Линии равной разницы фаз нарисованы на плоскости начальных углов и энергий для  $B_0 = 35$  кГц и  $B_s = 5$  кГц, длина адиабатического поля 30 см. Для поля с большей длиной адиабатического участка ограничения на максимально захватываемые углы увеличиваются. При дальнейшем ускорении фазовым скольжением можно пренебречь.

Основное требование к инжектору — обеспечение заданного энергетического разброса в позитронном сгустке перед инжекцией в накопитель. Для энергетического разброса в сгустке перед инжекцией  $\Delta E$  можно записать следующее выражение:

$$\Delta E = \Delta E_0 + 2AL \sin^2 (\Delta\varphi^{e^+}/4),$$

которое связывает начальный энергетический разброс в сгустке после первой секции  $\Delta E_0$  и длину позитронного сгустка  $\Delta\varphi^{e^+}$ ;  $A$  — градиент ускоряющего поля;  $L$  — длина участка ускорения. Значения величин  $\Delta E_0$  и  $\Delta\varphi^{e^+}$  определяют область на фазово-энергетической плоскости позитронного сгустка после первой ускоряющей секции, которая будет инжектирована в накопитель.

В табл.1 приведены результаты обработки энергетически-углового распределения позитронов (рис.1) и апертурно-фазовых ограничений (аналогичных рис.4).

Таблица 1: Коэффициент конверсии для разных параметров адиабатического устройства. Поле соленоида 5 кГц.

Длина согласующего устройства	20 кГц	35 кГц	50 кГц
15 см	3.6%	5.3%	7.0%
30 см	3.3%	4.8%	6.7%

#### Список литературы

- [1] GEANT—Detector Description and simulation Tool. CERN, Geneva 1993.
- [2] N.S.Dikansky et al. Status of VEPP-5 Complex, *Proceedings of EPAC-94*.
- [3] A.V.Novokhatski et al. Electron-Positron Preinjector Complex at Novosibirsk, *Proceedings of SOURCES'94*. Schwerin, Germany, October 1994.
- [4] R.H.Helm. Adiabatic approximation for dynamics of a particle in the field of a tapered solenoid. SLAC-4, 1962.
- [5] Robert Chehab. Positron sources. LAL-RT 92-17, December 1992.



# Испытания прототипа импульсного магнита источника позитронов для форинжектора ВЭПП-5

Р.М. Лапик, П.В. Мартышкин

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера РАН, Новосибирск, Россия

## Введение

Позитроны, рождающиеся в материале конверсионной мишени, имеют большие поперечные углы и широкое энергетическое распределение. Для собирания позитронов необходимо использовать согласующее устройство, создающее сильное продольное магнитное поле. Такие поля могут быть получены только в импульсном режиме. Это устройство предназначено для формирования сильного импульсного магнитного поля (около 100 кГс) с использованием емкостного накопителя энергии.

## 1. Конверсионная мишень

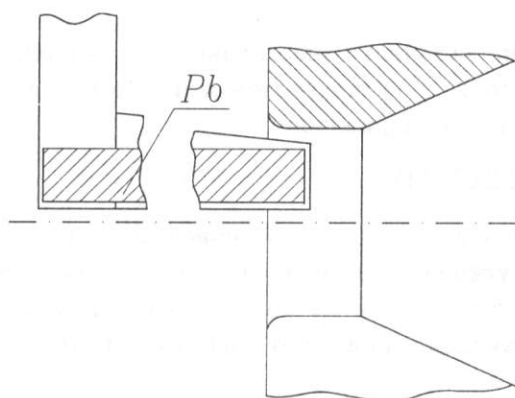


Рис. 1: Общий вид капсульной свинцовой мишени и ее расположение относительно согласующего устройства — импульсного магнита.

Для предотвращения теплового повреждения конверсионной мишени обычно используют вращающиеся вольфрамовые мишени с их принудительным охлаждением [2]. Для загрузки насыщенности конверсионного узла разными элементами было решено использовать стационарную свинцовую мишень капсульного типа (рис. 1). В результате тепловыделений в веществе мишени свинец будет находиться в жидкой фазе. Использование такой мишени позволяет поместить мишень в максимум импульсного поля и не требует дополнительного охлаждения конверсионной мишени.

## 2. Импульсный магнит

Позитронный сгусток, вылетающий из конверсионной мишени, имеет большой эмиттанс и широкое энергетическое распределение (от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ). Импульсный магнит создает адиабатически спадающее продольное магнитное поле с требуемым профилем вдоль оси. Магнит расположен сразу же за конверсионной мишенью и является короткофокусной аксиально-симметричной магнитной линзой.

Первичный электронный сгусток с энергией 300 МэВ и имеющий энергетический разброс  $\pm 1\%$  фокусируется триплетом на конверсионную мишень в пятно с размером 1 мм. Продольная длина электронного сгустка  $2\sigma = 6$  мм. Полное число позитронов, выходящих вперед из конверсионной мишени, их радиальное, угловое и энергетическое распределения были получены с использованием специального пакета библиотек GEANT [1]. Общий коэффициент конверсии определяется как отношение числа позитронов, выходящих вперед к числу электронов в первоначальном сгустке. Для электронов с энергией 300 МэВ данная величина достигает значения  $0.8 e^+/e^-$ , при этом толщина мишени составляет 2.5 рад длины (около 13 мм).

Для проведения измерения магнитного поля данного устройства был изготовлен его прототип, который представляет собой одновитковый медный соленоид с внутренним коническим сечением. Поперечное сечение данного прототипа импульсного магнита представлено на рис. 2. Длина магнита составляет 75 мм, угол раскрыва внутреннего конического сечения  $45^\circ$ , минимальный диаметр прототипа 4 мм.

Прототип магнита запитывается полусинусоидальным импульсом тока 75 кА, при этом максимальное значение магнитного поля составляет примерно 100 кГс. Распределение создаваемого продольного магнитного поля на оси приведено на рис. 3. Энергетический запас магнитного поля во внутренней конической области устройства составляет примерно 10 Дж.

После проведения ряда измерений минимальный диаметр был увеличен до 5 мм, после чего измерения были повторены. Профиль продольного поля в последнем случае несколько отличается от предыдущего (см. рис. 3). Для получения предыдущего значения максимального магнитного поля 100 кГс потребовался импульсный ток в 100 кА, что на 20% больше, чем в первом случае.

При проведении испытаний в обоих случаях использовался полусинусоидальный импульс тока длиной 20 мкс. Прототип находился на воздухе и за  $2 \div 3$  часа работы в режиме 50 импульсов за секунду нагревался на  $40 \div 50^\circ\text{C}$ . Энергоемкость конденсаторной батареи в обоих случаях в три раза больше энергии запасенной магнитным полем во внутренней конической полости прототипов.

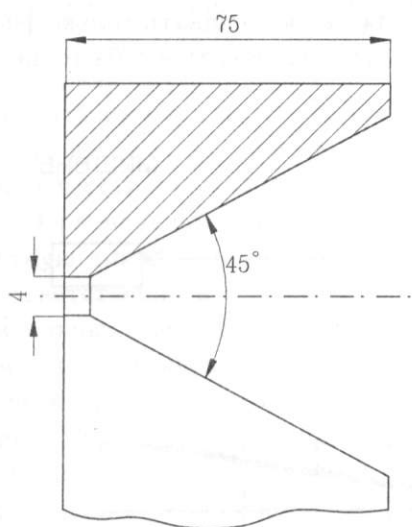


Рис. 2: Поперечное сечение прототипа импульсного магнита.

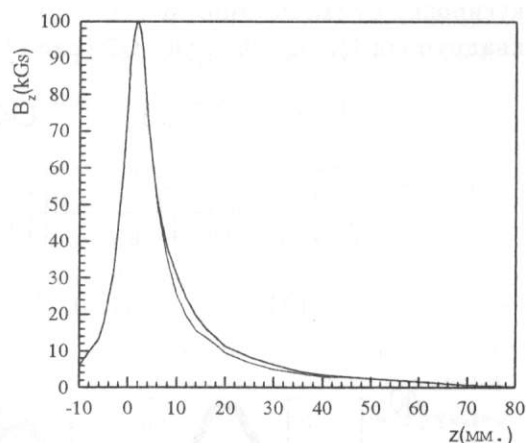


Рис. 3: Профиль продольного магнитного поля вдоль оси прототипа. Сплошная линия — 5 мм, пунктир — 4 мм.

### Заключение

Проведенные испытания обоих прототипов импульсного магнита совместно с мишенью продемонстрировали возможность технической реализации подобной схемы конверсионного узла. В ходе испытаний стало ясно, что достижение еще большего максимального значения магнитного поля (вплоть до 150 кГс) с режимом работы 50 импульсов в секунду является вполне технически возможным.

### Список литературы

- [1] GEANT — Detector Description and simulation Tool. CERN, Geneva 1993.
- [2] Stan Encklud Positrons for linear colliders. SLAC-PUB-4484, November 1987(M).