

# Оценки коэффициента конверсии позитронного источника для ВЭПП-5

А.А. Кулаков, Р.М. Лапик, П.В. Мартышкин,  
*Институт ядерной физики им. Г.И.Буджера 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 сгусток с энергией 300 МэВ, энергетическим разбросом в сгустке  $\pm 1\%$  и продольным размером  $2\sigma_z = 6$  мм фокусируется триплетом на конверсионную мишень. Радиальный размер электронного сгустка 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 сгусток после ускорения до энергии 510 МэВ инжектируется в охладитель-накопитель с энергетическим аксептансом  $\pm 3\%$ .

## 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 сгустка 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 сгустка. Расчеты проделанные для первоначального электронного сгустка 'нулевой' длины показали, что удлинением сгустка 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.

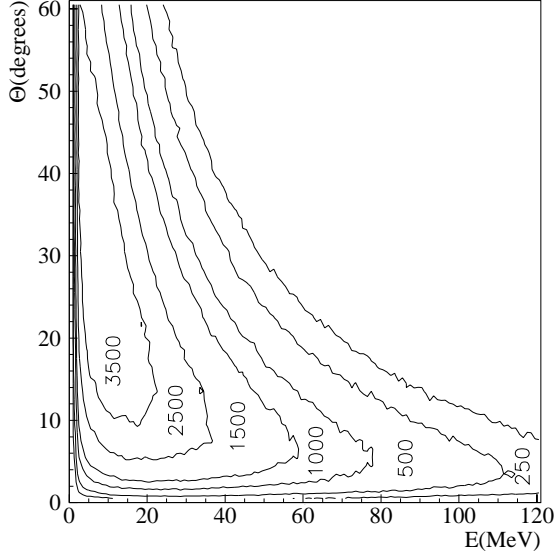


Рис. 1: Линии равной плотности распределения позитронов для  $10^7$  первоначальных  $e^-$ . Мишень 2.5 рад. дл.

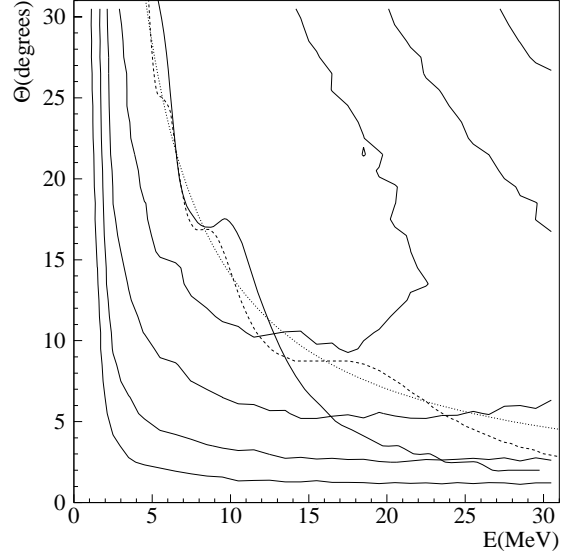


Рис. 2: Угловой аксептанс сог. устр. Длина поля 15 см (сплошная), 30 см (пунктир). Точки — асимптотический аксептанс [5].

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:

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

где величины определяются как  $\Omega_1 = \sqrt{\frac{eB_0 L_{a\partial}}{2Pc(B_0/B_s - 1)} - 1/4}$  и  $\psi = \Omega_1 \ln(B_0/B_s)$  для первого случая и  $\Omega_1 = \sqrt{1/4 - \frac{eB_0 L_{a\partial}}{2Pc(B_0/B_s - 1)}}$  — для второго;  $a$  — радиус апертуры ускоряющей секции;  $P$  — импульс частицы  $B_0$ ;  $B_s$  — значения максимального магнитного поля адиабатического устройства и поля соленоида сопровождения;  $L_{a\partial}$  — 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.

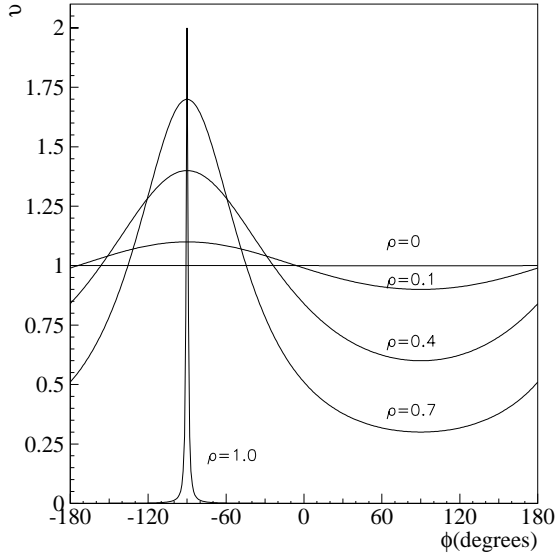


Рис. 3: Нормализованный угловой аксептанс  $\vartheta$ .

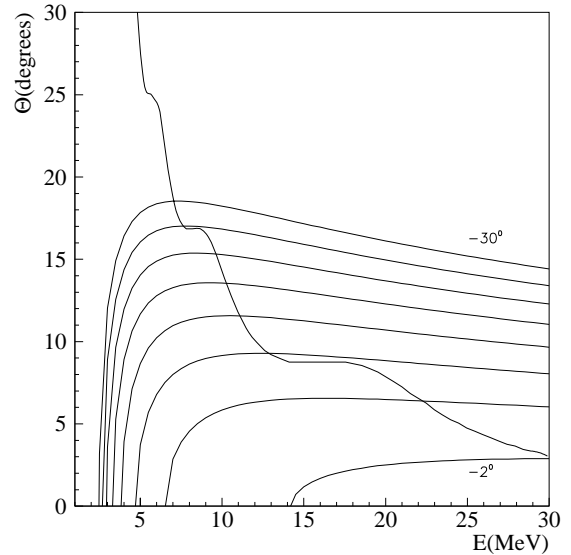


Рис. 4: Линии равной разницы ВЧ-фаз после первой ускоряющей секции.

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 аксептансов 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 разницы 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.