

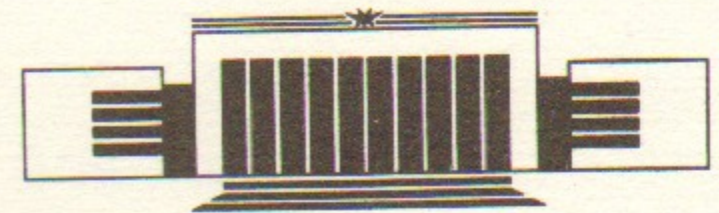


37
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

С.В. Лебедев

**СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО
ЗАМАГНИЧЕННОГО РЭП С
БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ СКОРОСТЯМИ**

ПРЕПРИНТ 89-58



НОВОСИБИРСК

Способ получения
сильноточного замагниченного РЭП
с большими поперечными скоростями

С. В. Лебедев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

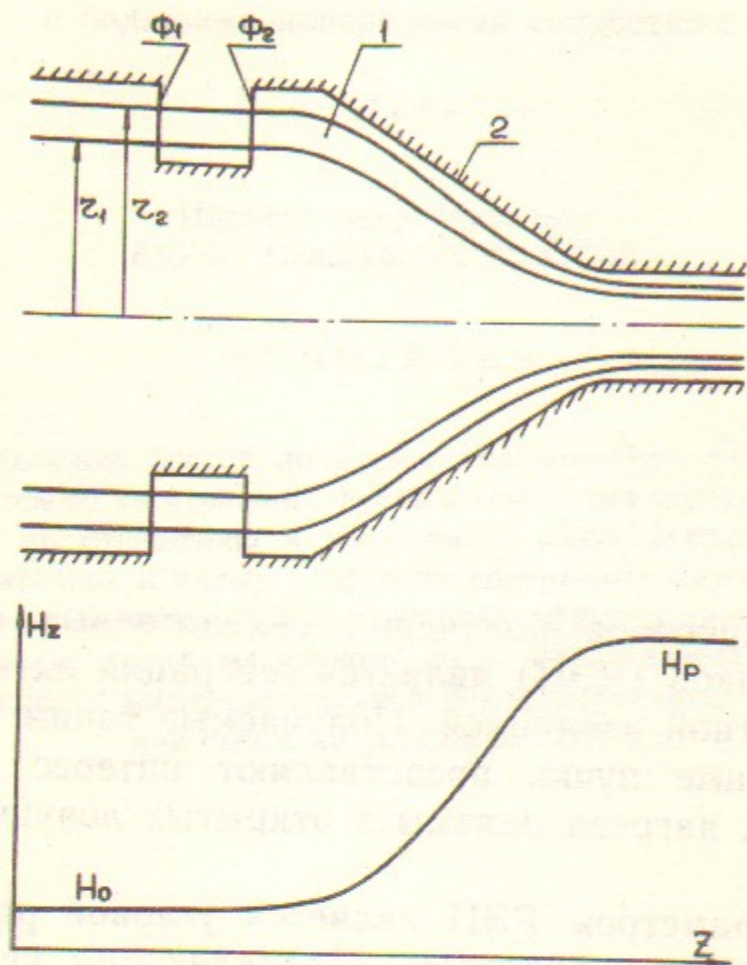
АННОТАЦИЯ

Предложен способ получения сильноточного релятивистского электронного пучка с большими поперечными, по отношению к магнитному полю, скоростями электронов и малым разбросом поперечных скоростей. Способ основан на использовании эффекта «излома» силовых линий магнитного поля. Обсуждается возможность экспериментальной реализации предложенной схемы на установке ГОЛ-3.

Одним из способов получения сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) является генерация их в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией. Получаемые таким способом трубчатые электронные пучки представляют интерес для генерации импульсов СВЧ, нагрева плазмы в открытых ловушках и для других приложений.

Важным параметром РЭП является угловой разброс электронов пучка. Основным фактором, определяющим угловые характеристики пучка, является неколлинеарность \vec{E} и \vec{H} в диоде ускорителя. Теоретический анализ [1] угловых характеристик пучков, получаемых в бесфольговых диодах, показал, что во многих практически интересных случаях величина углового разброса пучка может быть мала. Для некоторых приложений может представлять интерес пучок, в котором все электроны имеют питч-угол (угол между векторами скорости и магнитного поля) порядка единицы при сохранении достаточно малого углового разброса. Такие пучки могут, в частности, представлять интерес для экспериментов по нагреву плазмы [1, 2]. В настоящей работе предложен способ получения такого пучка, основанный на использовании эффекта «излома» силовых линий магнитного поля.

Кольцевой пучок, получаемый в коаксиальном диоде в достаточно сильном ведущем магнитном поле, инжектируется в устройство, схема которого приведена на рисунке. В транспортный канал, по которому распространяется нейтрализованный по пространственному заряду пучок, встроен участок длиной L , на котором ток, протекающий по обратному токопроводу, переходит по



1 — электронный пучок; 2 — обратный токопровод; внизу — распределение магнитного поля по длине.

фольге Φ_2 на внутренний токопровод и затем по фольге Φ_1 возвращается на внешний. На фольгах Φ_1 и Φ_2 происходит «излом» силовых линий полного магнитного поля, неадиабатический для электронов пучка, вследствие чего электроны приобретают некоторый питч-угол $\varphi(r)$. Угол φ определяется величиной скачка азимутального магнитного поля H_φ на фольге:

$$\varphi(r) = \Delta H_\varphi(r) / H_z = 2I / H_z r c,$$

где I — величина тока, текущего по внутреннему токопроводу и фольгам^{*)}. При $\Delta r = r_2 - r_1 \ll r$ величина угла практически одинакова для всех электронов пучка $\Delta\varphi/\varphi \simeq \Delta r/r \ll 1$.

^{*)} Отметим здесь, что в качестве тока, текущего по внутреннему токопроводу и фольгам, может выступать как обратный ток пучка, так и ток от независимого источника.

Если расстояние между фольгами Φ_1 и Φ_2 равно (либо кратно) половине шага ларморовской спирали λ , то произойдет сложение питч-углов, приобретенных электронами на фольгах Φ_1 и Φ_2 . Питч-угол электронов пучка после прохождения обеих фольг составит $\varphi_0 = 4I / H_z r c$. Величина $\lambda = \pi \rho_0 (\gamma^2 - 1)^{1/2} \cos \varphi \cos^2 \psi$, где γ — релятивистский фактор, $\rho_0 = mc^2 / e H_z$, $\psi = \text{arctg}(H_\varphi(r) / H_z)$ на участке между фольгами Φ_1 и Φ_2 . В случае, когда угол излома силовых линий невелик ($\varphi \ll 1$), необходимое расстояние между фольгами $L = \lambda \simeq \pi \rho_0 (\gamma^2 - 1)^{1/2}$ не зависит от радиуса. Если расстояние между фольгами L не равно λ (например, из-за изменения напряжения на диоде в течение импульса), то величина питч-угла составит $\varphi_e = \varphi_0 \sin(\pi \lambda / 2L)$.

Для увеличения питч-угла до величины порядка единицы и одновременного повышения плотности тока пучка (последнее особенно актуально при работе с микросекундными пучками) осуществляется компрессия пучка в магнитном поле пробочной конфигурации [3, 4]. Величина питч-угла в области максимального поля H_p дается соотношением

$$\sin \varphi_p = \frac{4IM}{H_p r_p c}.$$

Здесь $M = H_p / H_0$ — коэффициент компрессии пучка, r_p — радиус сжатого пучка. Допустимый коэффициент компрессии будет ограничен отражением части электронов пучка от магнитной пробки и их влиянием на работу диода ускорителя [5].

Рассмотрим численный пример, ориентированный на получение и использование такого пучка для экспериментов по нагреву плазмы на установке ГОЛ-3 [6]. Пучок генерируется в диоде ускорителя при величине магнитного поля 5—6 кГс. Для увеличения плотности тока и инжекции пучка в соленоид осуществляется магнитная компрессия пучка. Поле в магнитной пробке составляет 60—120 кГс, в соленоиде 50—60 кГс.

При $H_p = 50$ кГс, $r_p = 3$ см, для получения сжатого пучка с величиной питч-угла 45° необходимо в области с $M = 10$ ($H = 5$ кГс, $r = 10$ см) через фольги Φ_1 и Φ_2 пропускать ток 30 кА. Величина питч-угла, после прохождения обеих фольг, составляет $12-13^\circ$, а расстояние между фольгами $L = 3$ см при энергии электронов 1 МэВ. Разброс питч-углов определяется угловым разбросом пучка в диоде и приобретаемым при прохождении через фольги Φ_1 и Φ_2 . Разброс в диоде можно оценить пользуясь

результатами работы [1]. При $H_0=5$ кГс, $E=1$ МэВ, $j_0=0.5$ кА/см² (что соответствует $\Delta r/r=0.1$ при токе 30 кА) разброс составляет менее одного градуса. Рассеяние в фольгах даст разброс 2 градуса при суммарной толщине фольг 10 мкм (лавсан с Al покрытием 1 мкм). Таким образом, угловой разброс пучка может быть сравнительно небольшим ($\Delta\phi/\phi < 0.2$). При больших энергиях электронов (2—3 МэВ) отношение разброса к питч-углу может быть уменьшено.

Обратим внимание на то, что величина питч-угла может изменяться в течение импульса за счет либо изменения величины H , либо энергии электронов пучка. Это обстоятельство, в принципе, может быть использовано для модуляции тока пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д.Д. Об угловых характеристиках электронного пучка, получаемого в бесфольговом диоде.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-146. Новосибирск, 1983.
2. Ерофеев В.И. Возбуждение ленгмюровских волн в плазме с магнитным полем пучком электронов с большими поперечными скоростями.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-135. Новосибирск, 1986.
3. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Мощные электронные пучки микросекундной длительности для нагрева плазмы в соленоидах.—В кн.: Доклады 3-й Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград, 1984. Москва, 1984, т.1, с.298—308.
4. Басманов А.Б., Горбулин Ю.М., Долгачев Г.И. и др. Магнитная компрессия микросекундного РЭП сформированного в обратных магнитно-изолированных диодах.—Тез. 6 Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике, Томск, 1986, ч.1, с.148—150.
5. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Работа мегавольтного микросекундного диода при инжекции РЭП в магнитную пробку.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-2. Новосибирск, 1987; Физика плазмы, 1988, т.14, с.817—825.
6. Ryutov D.D. Electron Beams for Plasma Heating in Solenoids.—Proc. of 7th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, FRG, 1988, p.208—213.

С.В. Лебедев

Способ получения сильноточного замагниченного РЭП с большими поперечными скоростями

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 23 марта 1989 г.
Подписано в печать 10.05. 1989 г. МН 12061
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,7 печ.л., 0,6 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 58

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.