

- [6] Бородачева Т. В., Семенов В. Е. ЖТФ, 1985, т. 55, № 9, с. 1743—1747.
 [7] Гильденбург В. Б. ЖТФ, 1980, т. 78, № 3, с. 952—956.
 [8] Семенов В. Е. Физика плазмы, 1982, т. 8, № 3, с. 613—618.

Институт прикладной физики
 АН СССР
 Горький

Поступило в Редакцию
 5 августа 1986 г.
 В окончательной редакции
 25 июня 1987 г.

УДК 539.188

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

УСКОРЕНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИОНОВ В АКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. П. Авроров, В. Т. Астрелин, Э. Л. Бояринцев,
 В. А. Капитонов, В. М. Лагунов

В работе представлены результаты экспериментов на установке «Акватор» по получению методом «газодинамического» ускорения [1] и транспортировке в сильном (~ 10 кЭ) магнитном поле мощных потоков ионов углерода. Подробное описание установки дано в [2]. В качестве источника плазмы, из которой извлекаются ионы, применена фторопластовая пленка толщиной 20—40 мкм. Применение такой пленки и соответствующая вакуумная гигиена

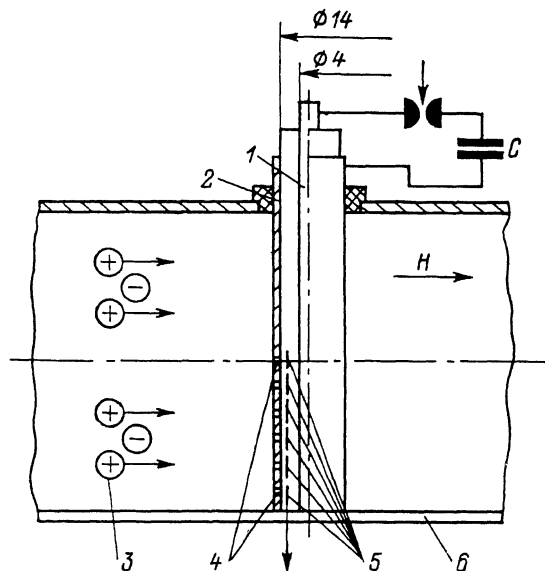


Рис. 1.

позволили получить потоки ионов углерода с малым ($\leq 5\%$) содержанием протонов. Для измерения абсолютной величины плотности тока тяжелых ионов в магнитном поле предложен и использован новый вид коллектора, позволяющий регистрировать за один импульс радиальный профиль пучка. Конструкция такого датчика приведена на рис. 1. Квазинейтральный поток частиц 3 попадает через отверстия 4 диаметром 0,8 мм внутрь коаксиальной линии, магнитное поле которой, создаваемое током, протекающим по центральному проводнику 1, разделяет заряды и подавляет ток вторичной эмиссии электронов с коллекторных пластин 5. Питание коаксиальной линии осуществляется батарей из двух конденсаторов ИК 6-150, период колебаний разрядного контура 40 мкс, максимум тока достигает 180 кА, магнитное поле на внутренней поверхности цилиндра 2 (рис. 1) — 50 кЭ. При такой величине магнитного

поля ларморовский радиус релятивистских электронов предельного (вакуумного) для дрейфовой камеры тока уменьшается настолько, что они перестают попадать на коллекторы датчика и не создают помех для измерения начала импульса тока ускоренных ионов. В описываемых экспериментах коаксиальная линия располагалась вдоль радиуса цилиндрической дрейфовой камеры 6, причем гальваническая связь совпадающего со стенкой камеры короткозамкнутого конца линии облегчала проведение измерений сигналов с коллекторов.

Было изготовлено и опробовано несколько датчиков, коаксиальными линиями которых служили трубки как из нержавеющей стали, так и из меди с толщиной стенки 1—2 мм, до статочной для проникновения внешнего квазистационарного ($\sim 10^{-3}$ с) аксиального магнитного поля. Основное возмущение, вносимое датчиком, — это провисающее в отверстия 4 (рис. 1) магнитное поле тока, протекающего по коаксиальной линии. На расстоянии, много

ольшем радиуса отверстия a_0 , это поле, спадающее по закону $\Delta H \sim 0.4 H (a_0/a)^3$ [3], локализовано в пределах 1—1.5 мм и при правильном выборе зазора (он должен быть меньше радиуса Дебая для ионов с данной плотностью и энергией) между стенкой цилиндра 2 (рис. 1) и коллекторными пластинами 5 не влияет на измерения.

Эксперименты по определению профиля плотности потока датчиком с шестью коллекторами показали, что сечение потока ионов несколько больше площади катода. Это объясняется пробочной конфигурацией аксиального магнитного поля, так что радиус пучка ионов $r \approx \approx r_0 \sqrt{H_0/H} \approx 1.3 r_0$ (здесь r_0 — радиус катода; H_0, H — магнитное поле соответственно в пробке, где расположен катод, и в дрейфовой камере). Кроме того, в профиле, симметричном относительно оси камеры, имеется провал плотности в центральной части сечения потока (до 50 % от максимальной). Максимальная плотность достигает величины ≥ 30 А/см². Типичные осциллограммы сигналов для двух значений радиуса показаны на рис. 2 ($a - r=4$, $b - 3$ см; отсчет t ведется от оси дрейфовой камеры). Полная величина тока, вычисленная

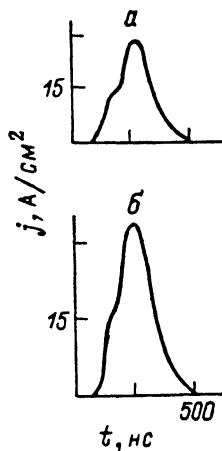


Рис. 2.

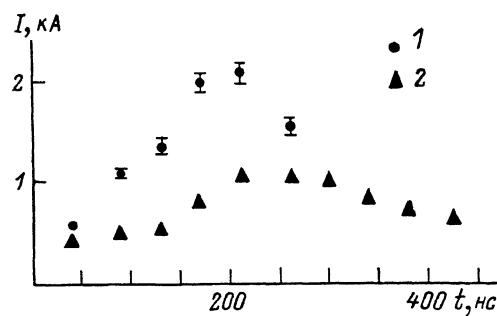


Рис. 3.

по измеряемому в каждый момент времени профилю плотности для двух позиций $l_1=55$ (1) и $l_2=105$ см (2) датчика относительно анодной фольги, представлена на рис. 3. Интегрируя кривые рис. 3 по времени с учетом зависимости длительности токов ионов от расстояния l от анодной фольги

$$\tau \approx \tau_n + \frac{l}{v_2} \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right),$$

где τ_n — длительность спадающего во времени импульса высокого напряжения на катоде ускорителя, v_1 и v_2 — скорости ионов, соответствующие максимуму и минимуму напряжения на катоде (т. е. началу и концу импульса), можно оценить потери частиц при транспортировке. При распространении пучка на расстояние $\Delta l = l_2 - l_1 = 50$ см эти потери не превышают ошибки указанной оценки и составляют величину ≤ 9 %.

Состав и распределение ускоренных ионов по энергии изучались с помощью анализатора Томсона, работавшего в двух режимах: с импульсным электрическим полем и без него. Анализатор и его коллиматор располагались в массивном медном экране, использование которого было предложено одним из авторов этой статьи еще в 1979 г., для того чтобы не только убрать внешнее магнитное поле, но и снять необходимость крайне трудоемкой операции совмещения оси коллиматора с силовой линией магнитного поля. Внутри медного экрана с коэффициентом ослабления внешнего магнитного поля $\sim 10^5$ размещены коллиматор длиной 15 см с двумя диафрагмами с отверстиями диаметром 0.4 мм, область совмещенных поперечных электрического (1.5—2 кВ/см) и магнитного (1.1 кЭ) полей протяженностью 12 см и пространство свободного дрейфа частиц до приемника (фотошланка, коллектор), равное 13 см. В наших экспериментах входное отверстие анализатора располагалось на оси дрейфовой камеры ($r=0$). С целью предупреждения пробоя и засветки им фотошленки в результате поступления в анализатор газа от испаряемых в течение импульса анодных фольг ускорителя применялось импульсное питание отклоняющих пластин. В первом режиме фиксация парабол Томсона осуществлялась за один импульс ускорителя на фотошленке типа РФ-3. Анализ фотоотпечатков показал, что для фторопластовой пленки, служившей источником плазмы, при механи-

ческой очистке и промывании дрейфовой камеры и входного окна этиловым спиртом после каждого импульса парабола, определяемая протонами, отсутствует. Наблюдался лишь след, соответствующий перекрытию вследствие недостаточного энергетического разрешения нескольких отрезков парабол для ионов углерода с зарядом $1 \leq Z \leq 3$ и энергиями 0.3—1.5 МэВ (рис. 4). Разрешающая способность анализатора определяется поперечным размером пучка ионов (~ 1 мм), падающих на фотопленку; например, для C^+ с энергией 1 МэВ энергетическое разрешение составляет ~ 250 кэВ. Для того чтобы выявить зарядовое состояние ионов углерода в потоке, анализатор был переведен в режим без анализирующего электрического поля, а в качестве регистрирующего элемента вместо фотопленки использовался коллектор. Кроме того, непосредственно перед коллектором устанавливалась диафрагма с прямоугольным отверстием. Поскольку отклонение частиц магнитным полем анализатора $x \sim Z/Mv$ (здесь M — масса, v — скорость, Z — заряд ионов), то, изменяя ширину отверстия в направлении x и регистрируя время задержки между появлением импульса тока на коллекторе и рентгеновским излучением осциллирующих релятивистских электронов, можно измерить содержание протонов в потоке и оценить зарядовое состояние ионов углерода. В качестве примера на рис. 5 приведена осциллограмма сигнала с коллектора анализатора, расположенного на расстоянии 180 см от анодной фольги, с диафрагмой $x_1=0.3$ и $x_2=1.5$ см

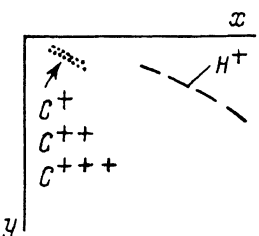


Рис. 4.

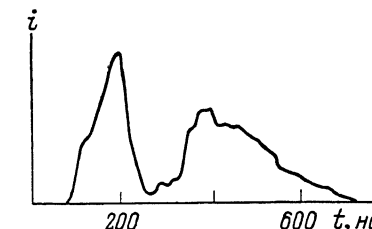


Рис. 5.

(x_1, x_2 — координаты прямоугольного отверстия в диафрагме, т. е. координаты отклонения пучка ионов магнитным полем от оси анализатора). На осциллограмме сигнала четко выделены два характерных пика. Выяснилось, что для многих последовательных импульсов ускорителя максимальная амплитуда второго пика стабильно появляется в один и тот же момент времени относительно начала рентгеновского излучения, тогда как у первого с некоторым разбросом во времени. Наибольшая средняя скорость движения ионного сгустка $(6 \div 7) \cdot 10^8$ см/с соответствует энергии частиц 2.25—3 МэВ. При использовании диафрагм с отверстиями, имеющими одни и те же x_1 и меньшие значения x_2 , было найдено, что сигнал на осциллограмме рис. 5 определяется в основном потоком ионов углерода с зарядом $2 \leq Z \leq 4$, а с учетом интенсивности почернения фотопленки на фотоотпечатках парабол Томсона — с зарядом $Z=2$ и $Z=3$ (отсутствие следа на фотопленке от ионов углерода с $Z=4$ означает, что их число минимум на порядок меньше, чем ионов с $Z \leq 3$). Оказалось, что менее 40 % тока этого сигнала переносится однократно заряженными ионами углерода и основной вклад в величину первого пика сигнала дают ионы C^{++} и C^{+++} с энергией в диапазоне от 1 до 2 МэВ, в амплитуду второго пика — ионы C^{++} с энергией 0.6 МэВ. Увеличение x_2 до значений, позволяющих регистрировать ток протонов с энергией 200 кэВ, не приводило к изменениям ни задержки появления, ни величины сигнала, что подтвердило отсутствие в потоке сколько-нибудь заметного количества протонов.

Существенной разницы в эффективности генерации ионов углерода для фторопластовой пленки толщиной 20 и 40 мкм, служившей источником плазмы, не обнаружено.

В заключение отметим следующее. Предложен и испытан новый метод измерения плотности токов тяжелых ионов и ее пространственного распределения в сильном магнитном поле; зарегистрировано неоднородное распределение ионов углерода по поперечному сечению и его изменение во времени (максимум плотности потока ионов достигает 30 А/см²); найдена величина полного тока пучка ≥ 2 кА; определены потери частиц (≤ 9 %) при транспортировке потока ионов на расстояние 50 см в аксиальном магнитном поле. Показано, что более 60 % тока переносится ионами углерода с зарядом 2 и 3 и менее 40 % с зарядом 1 (для диапазона энергий от 3 до 0.25 МэВ). Установлено наличие в спектре частиц двух максимумов, соответствующих энергиям 1—2 и 0.6 МэВ (рис. 5); из анализа фотоотпечатков парабол Томсона, равно как и осциллограмм сигнала с коллекторов анализатора, следует, что число ионов C^+ с энергиями $1.5 \leq W \leq 3$ МэВ мало. Ток протонов не превышает предела чувствительности измерительной аппаратуры (≤ 5 %).

- [1] Бурдаков А. В., Койдан В. С., Rogozin A. И., Чикунов В. В. В кн.: Тр. III Междунар. конф. по исследованию и технологии электронного и ионного пучков. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1979, т. 1, с. 315—318.
- [2] Авроров А. П., Астрелин В. Т., Бояринцев Э. Л. и др. В кн.: Докл. VII Междунар. конф. по физике плазмы и УТС (Брюссель, 1980 г.). Вена, 1981, т. 1, с. 549—554.
- [3] Каден Г. Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1957. 326 с.

Институт ядерной физики
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
12 ноября 1985 г.
В окончательной редакции
23 декабря 1986 г.

УДК 537.311.33

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР

$Cd_xZn_{1-x}GeP_2 - ZnGeP_2$

В. Г. Воеводин, А. И. Гривенюков, А. Н. Морозов, Н. В. Чалдышева

В работе предложено использовать метод твердофазных реакций изовалентного замещения (ТРЗ) [1^{-8}] для получения монокристаллических планарных волноводов на основе соединений $A^2B^4C_5^2$. При этом структуры $D_x^2A_{1-x}^2B^4C_5^2 - A^2B^4C_5^2$ формируются за счет диффузионного обмена изовалентными элементами в процессе отжига кристалла $A^2B^4C_5^2$ совместно с диффузантом (D^2). Волноводные свойства таких слоев определяются подбором соответствующего замещающего элемента, обеспечивающего приращение показателя преломления в диффузионном слое.

Исследование метода ТРЗ для формирования волноводных структур на основе кристаллов $A^2B^4C_5^2$ представляется весьма перспективным. Достоинствами диффузионной технологии являются «аппаратурная» простота и принципиальные возможности получать каналные волноводные структуры нужной конфигурации путем соответствующей «маскировки» подложек, формировать различные профили показателя преломления в слое, улучшать качество границ, уменьшать оптические потери и пр.

Исследовательские слои состава $Cd_xZn_{1-x}GeP_2$ создавались путем отжига кристаллов $ZnGeP_2$ в парах кадмия. Исходным материалом служил монокристаллический $ZnGeP_2$ p -типа проводимости, выращенный методом Бриджмена. Основные параметры, характеризующие материал: удельное сопротивление $\rho_0 \sim 10^6$ Ом·см, подвижность дырок $\mu = 25 \div 40$ см²·В⁻¹·с⁻¹, оптические потери $\alpha \approx 5$ см⁻¹ на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм. Поверхность подложек размером 10×20 мм, ориентированная по плоскости (100), механически полировалась, а затем химически очищалась перед термообработкой. Диффузионный отжиг проводился при 700 °С в эвакуированных до 10^{-3} Па кварцевых ампулах с рассчитанными навесками летучих компонентов в условиях, исключающих пластическую деформацию подложек.

Характеристики волноводных диффузионных слоев определялись составом газовой фазы, температурой и длительностью термообработки.

После диффузионного отжига проводились измерения типа проводимости и удельного сопротивления слоев. Поверхность образцов исследовалась с помощью оптической и растровой электронной микроскопии. Резонансные углы возбуждения волноводных мод измерялись при помощи гономегра Г-5 с использованием лазера ЛТН-101 ($\lambda = 1.06$ мкм), визуализация m -линий осуществлялась электронно-оптическим преобразователем П-4. Потери в волноводе определялись методом скользящей призмы.

Было найдено, что пленки $Cd_xZn_{1-x}GeP_2$ имеют p -тип проводимости и высокое удельное сопротивление ($\rho \sim 10^6$ Ом·см), что затрудняет исследование их электрофизических свойств. Согласно данным металлографического анализа, образующаяся в результате диффузии гетерограница была резкой и повторяла рельеф поверхности исходного образца.

Исследование волноводных структур показало, что при прочих одинаковых условиях (температура, состав газовой фазы) параметры полученных волноводов зависят от длитель-