

[5] Бойченко В.Л., Засавицкий И.И., Косичкин Ю.В., Тарасевич А.П., Тункин В.Г., Шотов А.П. - Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 1, с. 203-205.

[6] Абдуллин У.А., Джотян Г.П., Дьяков Ю.Е., Жданов В.В., Прялкин В.И., Соболев В.Б., Холодных А.И. - Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 4, с. 800-808.

Институт электроники
им. У.А. Арифова АН Узб. ССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
27 октября 1986 г.

Письма в ЖТФ, том 13, вып. 5

12 марта 1987 г.

РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ДРЕЙФОВОГО МАГНИТНОГО СЕПАРАТОРА

В.В. Аполлонов, В.Н. Беляев,
С.И. Мошкунев, В.И. Темников

В работе [1] был предложен метод транспортировки заряженных частиц от источника к детектору и показано, что на его основе можно создавать электрофизические системы регистрации заряженных частиц, сочетающие высокую селективность с предельно высокой светосилой. В настоящей работе сообщается об экспериментальной разработке и создании первого устройства такого типа и приводятся результаты исследования его характеристик.

Описываемое устройство разработано для экспериментального изучения процесса генерации электрон-позитронных пар в лазерной плазме. Оно предназначено для регистрации электронов и позитронов с энергиями от ~ 0.1 до 4 МэВ. Схема устройства показана на рис. 1. Сцинтилляционный детектор, состоящий из сцинтиллятора, светопровода и двух ФЭУ, и источник заряженных частиц расположены на противоположных концах транспортирующего устройства - дрейфового магнитного сепаратора (ДМС) [2]. ДМС представляет собой полую искривленную коаксиальную линию, электрически замкнутую на том конце, где установлен детектор. При протекании через коаксиальную линию тока между ее внутренним и внешним токопроводом создается магнитное поле, транспортирующее испускаемые источником заряженные частицы определенного знака к детектору [1]. Частицы с зарядом противоположного знака дрейфуют в обратном направлении, что препятствует их попаданию на сцинтиллятор. Устройство работает в импульсном режиме. При включении разрядника Р конденсатор С разряжается через замкнутую коаксиальную линию, в результате чего генерируется импульс тока, имеющий форму затухающей синусоиды. В первом полупериоде колебаний тока

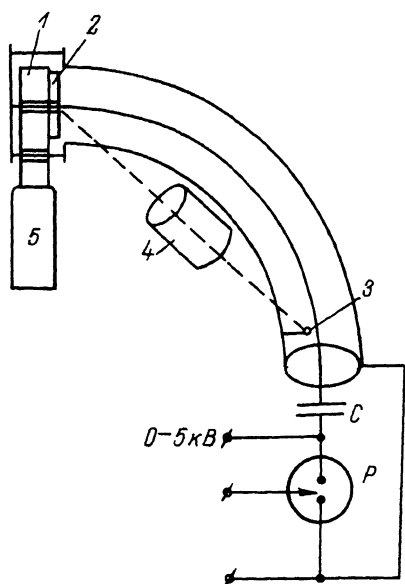


Рис. 1. Схема системы регистрации, 1 - сцинтиллятор, 2 - светопровод, 3 - источник, 4 - защита, 5 - ФЭУ.

к сцинтиллятору транспортируются отрицательно заряженные частицы (электроны). Во втором полупериоде направление тока меняется и детектором регистрируются испускаемые источником позитроны. При выбранных параметрах: $C=600$ мкФ, максимальном зарядном напряжении 5 кВ, длине коаксиальной линии $l=1.5$ м и диаметрах ее токопроводов 95 и 6 мм период колебаний тока составляет 190 мкс, а амплитуда - 100 кА. При этом расчетная эффективность транспортировки ДМС, согласно результатам работы [1], составляет 100% для электронов

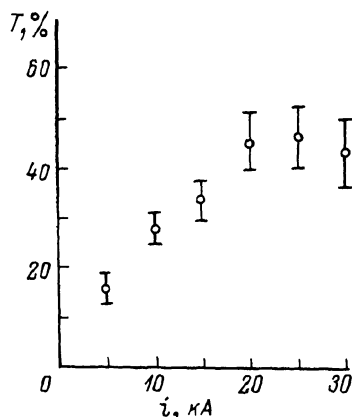
и позитронов с энергиями до 4 МэВ.

Сцинтиллятор на основе полистирола диаметром 90 мм перекрывает почти все поперечное сечение коаксиальной линии для получения максимальной светосилы [1]. Толщина сцинтиллятора составляет 4 мм, что обеспечивает полное поглощение электронов и позитронов с энергиями до ~ 1 МэВ. Свет от сцинтилляционной вспышки по светопроводу выводится за пределы коаксиальной линии и регистрируется двумя ФЭУ, сигналы с которых для снижения фона поступают на схему совпадения. Конструкция участка внешнего токопровода коаксиальной линии в месте расположения детектора позволяет разместить светопровод и в тоже время обеспечивает быстрый спад магнитного поля за пределами коаксиальной линии. В результате в месте расположения ФЭУ уровни магнитного поля и электромагнитной наводки достаточно малы и специальные меры по экранировке ФЭУ не требуются.

Расстояние от источника до детектора составляет около 1 м, что обеспечивает малую светосилу регистрации сопутствующего рентгеновского или гамма-излучения источника. Кроме того, искривленность коаксиальной линии позволяет установить свинцовую защиту сцинтилляционного детектора от прямого попадания таких излучений (рис. 1).

Нами были проведены измерения светосилы устройства с использованием плоского источника электронов, представляющего собой радиоактивный изотоп ^{137}Cs , заключенный между двумя полиэтиленовыми пленками, закрепленными в оправке диаметром 29 мм. Источ-

Рис. 2. Зависимость измеренной светосилы системы Т от тока в коаксиальной линии i .



ник располагался вплотную к внутреннему токопроводу так, что его плоскость совпадала с диаметральной плоскостью коаксиальной линии. Такая ориентация обеспечивает минимальную вероятность столкновения захваченных полей частиц с оправкой источника. Вакуумная камера откачивалась до давления $\sim 10^{-2}$ мм рт.ст. Управляемым счетчиком импульсов регистрировалось число совпадений во временном интервале длительностью 30 мкс, центр которого синхронизировался с первым экстремумом кривой тока через коаксиальную линию. В этом временном интервале изменение тока не превышает 12%.

Зависимость измеренной (на основании паспортного значения активности источника и с учетом поглощения электронов в пленке) светосилы устройства от тока через коаксиальную линию приведена на рис. 2. Максимальное значение светосилы было зарегистрировано при токе 25 кА и составляет $48 \pm 6\%$. Для оценки эффективности транспортировки ДМС источник прикладывался вплотную к сцинтиллятору и регистрировалась сумма частот регистрируемых импульсов f_1 и f_2 для каждой из сторон источника. Эффективность транспортировки вычислялась из выражения:

$$T = \frac{n}{\tau(f_1 + f_2)},$$

где n — среднее число совпадений в рабочем временном интервале, τ — длительность этого интервала (30 мкс). При токе 25 кА это выражение дает $T = 93 \pm 15\%$. Из этой оценки можно сделать вывод, что в диапазоне энергий электронов излучаемых данным источником (90% электронов имеют энергию в интервале $30 \div 1000$ кэВ) эффективность транспортировки ДМС, как и ожидалось, весьма высока. Следовательно, значения светосилы устройства, измеренные при $i = 20-30$ кА, определяются, главным образом, эффективностью сцинтилляционного детектора ($\sim 50\%$).

Таким образом, полученные результаты подтверждают возможность создания на основе ДМС регистрирующих устройств с высокой светосилой и широким энергетическим диапазоном. Повышение эффективности регистрации сцинтилляционного детектора по-видимому позволит довести светосилу описанного устройства почти до 100%. Большое расстояние от источника до детектора (~ 1 м), за-

защита от прямого рентгеновского и гамма-излучения, а также противоположные направления дрейфа у электронов и позитронов обеспечивает снижение светосилы регистрации посторонних излучений источника на несколько порядков величины и тем самым высокую селективность устройства.

Л и г е р а т у р а

- [1] Аполлонов В.В., Мошкунев С.И., Прохоров А.М. Метод транспортировки заряженных частиц от источника к детектору с эффективностью, близкой к 100%. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, с. 733.
- [2] Аполлонов В.В., Калачев Ю.Л., Мошкунев С.И., Суздальцев А.Г. Дрейфовый магнитный сепаратор для исследования генерации электрон-позитронных пар в лазерной плазме. — Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 3, с. 643.

Институт общей химии
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
16 декабря 1986 г.

Письма в ЖТФ, том 13, вып. 5

12 марта 1987 г.

АСИММЕТРИЯ ОТРАЖЕНИЯ ПАВ ДВУМЕРНО- ПЕРИОДИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ

Д.К. Грамотнев, В.И. Пустовойт,
Л.А. Чернозатонский

В основе интереса, проявляемого в последнее время к двумерно-периодическим структурам (ДПС), для поверхностных волн [1-4] лежит возможность их эффективного брэгговского рассеяния на таких структурах аналогично рассеянию рентгеновских лучей в кристаллах. Простое исполнение элементов ДПС различной формы (Рис. 1) позволяет получить в отражении этих волн новые качественные особенности, которые могут быть использованы при спектральном анализе сложных сигналов, их кодировании и декодировании. В настоящей работе рассматриваются такие особенности, связанные с рефлект-симметрией структур, на примере поверхностных акустических волн (ПАВ).

Ограничимся рассмотрением прямоугольных ДПС, представляющих собой возмущения поверхности, которые приводят к периодическому (с периодами $d_{1,2}$) изменению скорости распространения ПАВ:

$$v_s(x, y) = v_s(x + d_1, y + d_2),$$

где оси x и y параллельны векторам обратной решетки ДПС $\vec{Q}_{x,y}$;