

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Метод регистрации и спектрометрии заряженных частиц, испускаемых в сверхсильном электромагнитном поле, основанный на их транспортировке магнитным полем коаксиальной линии

С.И. Мошкунов, В.Ю. Хомич

Представлены методы регистрации и спектрометрии высокоэнергетических электронов и позитронов, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом и вакуумом. В основе методов лежит транспортировка заряженных частиц в магнитном поле полой коаксиальной линии, в которой протекает постоянный электрический ток. Методы позволяют регистрировать частицы на расстоянии в несколько десятков метров от источника при сохранении светосилы, близкой к 100 %, и обеспечивают эффективную защиту детектора от фоновых излучений.

Ключевые слова: позитрон, детектор, времяпролётный магнитный спектрометр

PACS numbers: 07.81.+a, 29.30 Aj, 41.85.Ar

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.10.038685>

Содержание

1. Введение (421).
 2. Транспортировка заряженных частиц магнитным полем коаксиальной линии с током (422).
 3. Скорость дрейфа заряженной частицы в магнитном поле коаксиальной линии (423).
 4. Спектрометрия заряженных частиц при их транспортировке магнитным полем коаксиальной линии с током (423).
 5. Экспериментальная установка (424).
 6. Эксперимент с радиоактивным источником электронов (426).
 7. Результаты экспериментов с лазерной плазмой (426).
 8. Заключение (427).
- Список литературы (427).

1. Введение

Экспериментальное изучение эффектов в сильных электромагнитных полях, представляющее интерес как для развития самой квантовой электроники и её приложений, так и для проверки ряда предсказаний квантовой электродинамики, стало возможным в результате достижений последних десятилетий в области генерации сверхсильного электромагнитного излучения. В боль-

шой мере это обусловлено успехами в области пико- и фемтосекундных лазеров [1–5] и работами по осуществлению лазерного термоядерного синтеза [6–8]. В настоящее время путём фокусировки импульсов мощных лазерных установок в лабораторных условиях можно получать электромагнитное излучение с интенсивностью до $10^{20} - 10^{22}$ Вт см⁻² [5–10]. Выполняются проекты, направленные на дальнейшее повышение мощности лазерного излучения до 10^{26} Вт см⁻² в ближайшие годы [11].

Уже создание первых относительно несовершенных импульсных лазеров стимулировало появление ряда теоретических работ, посвящённых взаимодействию сверхсильных лазерных полей с веществом и вакуумом [12–20]. Среди результатов этих исследований особо интересным, на наш взгляд, представляется предсказанная возможность рождения электрон-позитронных пар при воздействии лазерного излучения на вещество [15, 18, 19], вакуум [14, 15, 21–23] и свободные электроны [20, 24].

В последнее десятилетие в ряде научных центров проводится экспериментальное исследование взаимодействия сильных электромагнитных полей лазерного излучения с веществом [25–29]. Исследования показали, что такие эксперименты сопровождаются испусканием большого числа электронов, ионов и рентгеновских квантов, причём эти процессы сосредоточены в узком пространственном и временном интервале [5, 8]. Следовательно, условия данных экспериментов характеризуются исключительно сильными фоновыми излучениями. Теоретические расчёты показывают, что как в случае рождения электрон-позитронных пар в лазерном поле [12–24], так и в случае ускорения бета-распада под действием

С.И. Мошкунов (*), В.Ю. Хомич

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (ИЭЭ РАН),
Дворцовая набережная 18, 191186 Санкт-Петербург,
Российская ФедерацияE-mail: serg-moshkunov@yandex.ru (*)

Статья поступила 27 марта 2019 г.

лазерного поля [30], ожидаемое число актов испускания частиц за один лазерный импульс может быть достаточно малым ($\sim 1-100$). Кроме того, лазерные системы сверхвысоких интенсивностей имеют малую длительность импульса и работают на низкой частоте повторения импульсов ($\leq 0,1$ Гц) [8], что делает практически неэффективным применение метода последовательной обработки данных, которые применяются в ядерной физике в экспериментах на ускорителях заряженных частиц и с радиоактивными источниками.

Для успешного проведения рассматриваемых экспериментов требуются принципиально новые подходы, которые позволили бы решить проблему регистрации и измерения энергии малого числа лёгких заряженных частиц, электронов и позитронов, в условиях интенсивного корпускулярного и рентгеновского фона, генерируемого лазерной плазмой.

Наиболее плодотворной идеей в решении этой проблемы представляется использование неоднородного магнитного поля, обеспечивающего дрейф (транспортировку) разноимённо заряженных частиц в противоположных направлениях. Так, в работе [31] был предложен метод выделения и транспортировки регистрируемых частиц к детектору с помощью неоднородного магнитного поля периферийной области электромагнита с сердечником (метод трохойды). Метод позволяет располагать детектор на значительном расстоянии от источника (до ~ 40 см) для защиты от фона и характеризуется высокой эффективностью (до $\sim 30\%$ от 4π ср) в широком диапазоне энергий частиц $0,1-3$ МэВ [31–33]. Однако дальнейшее увеличение указанных параметров на основе метода трохойды, а также других известных методов [33] связано с большими техническими трудностями, а именно с ростом габаритов и веса электромагнита с сердечником.

2. Транспортировка заряженных частиц магнитным полем коаксиальной линии с током

В данном разделе рассматривается метод, позволяющий транспортировать заряженные частицы на большие расстояния (~ 10 м для электронов и позитронов) с эффективностью, близкой к 100% [34]. Метод основан на явлении дрейфа заряженных частиц в магнитном поле линейного проводника с током в направлении, параллельном проводнику.

Движение заряженной частицы в поле бесконечного линейного проводника с током I подробно рассмотрено в работе [35]. Уравнение движения частицы с массой m , зарядом q и скоростью v в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , где ось z совпадает с направлением тока, имеет вид (точки над символами обозначают производные по времени)

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 + \frac{v\dot{z}}{wr} = 0, \quad \frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}) = 0, \quad \ddot{z} + r\dot{\varphi}^2 - \frac{vr}{wr} = 0, \quad (1)$$

где

$$w = \frac{2\pi mv}{\mu_0 q I} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

— безразмерный параметр, характеризующий скорость частицы, μ_0 — магнитная постоянная, c — скорость

света. Решение уравнений (1) имеет вид [35]

$$t = \pm \int \frac{dr}{v\sqrt{f(r)}}, \quad z = \pm \int \frac{\ln(r/d) dr}{w\sqrt{f(r)}},$$

$$\varphi = \pm \int \frac{b^2 dr}{vr^2\sqrt{f(r)}}, \quad (2)$$

где

$$b = r_0^2 \dot{\varphi}(0), \quad d = r_0 \exp\left[-\frac{\dot{z}(0)w}{v}\right],$$

$$f(r) = 1 - \left[\frac{1}{w} \ln\left(\frac{r}{d}\right)\right]^2 - \left(\frac{b}{vr}\right)^2,$$

r_0 — значение координаты r в начальный момент времени. Можно показать, что эти решения обладают следующими свойствами [35]:

1. $r(t)$, $\dot{\varphi}(t)$ и $\dot{z}(t)$ являются периодическими функциями с периодом T , зависящим от начальных условий. Два частных случая траектории движения показаны на рис. 1. В общем случае движение частицы представляет собой суперпозицию движений по траекториям типа $\varphi = \text{const}$ и $r = \text{const}$.

2. При любых начальных условиях справедливо неравенство

$$\exp(-2w) \leq \frac{r(t)}{r_0} \leq \exp(2w). \quad (3)$$

3. Независимо от начальных условий движение, в среднем, происходит вдоль оси z , причём положительно заряженные частицы дрейфуют в направлении тока, а отрицательно заряженные — в обратном направлении.

Из этих результатов следует, что частицы, испускаемые в произвольном направлении точечным источником, расположенным на расстоянии r_0 от оси, в среднем совершают движение вдоль проводника, оставаясь внутри цилиндрического слоя, определяемого неравенством (3). Если детектор имеет форму соосного с проводником кольца (см. рис. 1), размеры которого выбраны в соответствии с неравенством (3), то частица, испускаемая точечным источником в любом направлении, попадает в детектор независимо от расстояния между источником и детектором, т.е. эффективность транспортировки такой системы равна 100% .

Максимальная энергия транспортируемых частиц при заданном токе зависит от геометрии системы, поэтому далее будем рассматривать транспортирующее устройство в виде коаксиальной линии. Поскольку поле внутри коаксиальной линии эквивалентно полю бесконечного линейного проводника, все предыдущие выводы

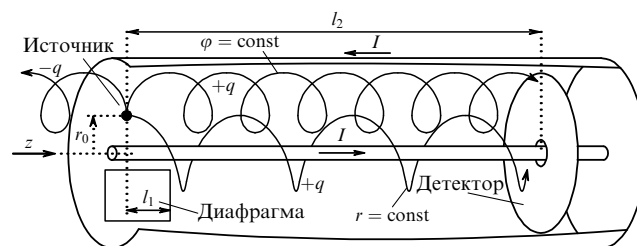


Рис. 1. Транспортировка заряженных частиц в магнитном поле коаксиальной линии с током.

остаются в силе. Пусть радиусы внутреннего и внешнего проводников коаксиальной линии равны R_1 и R_2 соответственно, тогда из условия $R_1 \leq r(t) \leq R_2$ и неравенства (3) находим, что при оптимальном положении точечного источника $r_0 = \sqrt{R_1 R_2}$ эффективность транспортировки составляет 100 % при любых энергиях частицы E , где

$$E \leq mc^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_0 q I}{8\pi mc} \ln \frac{R_1}{R_2} \right)^2} - 1 \right]. \quad (4)$$

При $I = 100$ кА, $R_1/R_2 = 20$, $q = e$ и $m = m_e$ получаем $E = 4,6$ МэВ. Ток указанной величины можно получить, разряжая через замкнутую коаксиальную линию конденсатор. При характерных временах порядка 1 мс замкнутая коаксиальная линия длиной порядка 10 м проявляет себя как индуктивность, и при замыкании коммутирующего элемента формируется синусоидальный импульс тока. Если пренебречь потерями в электрических цепях, то энергия W_C , запасаемая в конденсаторе, определяется энергией магнитного поля внутри коаксиальной линии W_B в момент максимума тока:

$$W_C = W_B = \frac{LI^2}{2}, \quad (5)$$

где $L = (\mu_0 l)/(2\pi) \ln(R_1/R_2)$ — индуктивность коаксиальной линии длиной l . Из (4) и (5) при заданных значениях E , R_1/R_2 и l получаем:

$$W_C = W_B = l \frac{16\pi(E^2 - m^2 c^4)}{\mu_0 q^2 c^2 \ln(R_1/R_2)}.$$

При $R_1/R_2 = 20$, $q = e$ и $m = m_e$, $E = 1,5$ МэВ, получаем $W_B/l = 330$ Дж м⁻¹. При умеренном значении энергии $W_B = 10$ кДж получаем $l \approx 30$ м.

Для защиты детектора от рентгеновского или гамма-излучения коаксиальную линию можно сделать искривленной и установить между источником и детектором свинцовый экран (рис. 2).

Благодаря сложной траектории частиц и значительной удалённости детектора метод позволяет получать большие задержки между моментами испускания и детектирования частиц. Например, при $E = 1,5$ МэВ, $l = 2$ м и $I = 100$ кА численное интегрирование уравнений (2) даёт значения времени пролёта электрона 36–72 нс. Такая задержка значительно облегчает регистрацию и идентификацию частиц в тех случаях, когда их испускание происходит одновременно с коротким и интенсивным импульсом рентгеновского излучения (например, тормозное излучение лазерной плазмы или пучка ускорителя).

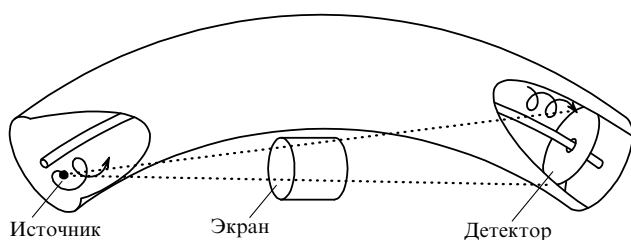


Рис. 2. Защита детектора от прямого рентгеновского излучения источника.

3. Скорость дрейфа заряженной частицы в магнитном поле коаксиальной линии

Скорость дрейфа заряженной частицы, которая равна отношению смещения вдоль оси за период радиальных колебаний к величине этого периода, получаем из (2):

$$v_d = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{v \ln(r/d) dr}{w \sqrt{f(r)}} \left(\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{dr}{\sqrt{f(r)}} \right)^{-1}, \quad (6)$$

где r_{\min} , r_{\max} — корни уравнения $f(r) = 0$. В зависимости от направления вылета заряженной частицы максимальное и минимальное значения скорости дрейфа соответствуют двум предельным случаям: $r = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$ и даются выражениями [35]

$$v_d = \frac{2vw}{\sqrt{1 + 4w^2 + 1}}, \quad r = \text{const}, \quad (7)$$

$$v_d = \frac{v i J_1(iw)}{J_0(iw)}, \quad \varphi = \text{const}, \quad (8)$$

где $J_k(x)$ — функции Бесселя k -го порядка. При малых значениях w отношение максимального и минимального значений скорости дрейфа стремится к величине 2, что совпадает с результатом теории возмущений [36]. При увеличении w максимальная и минимальная скорости дрейфа стремятся к значению мгновенной скорости, а их отношение — к 1.

4. Спектрометрия заряженных частиц при их транспортировке магнитным полем коаксиальной линии с током

Рассматриваемый времяпролётный метод спектрометрии электронов [37, 38] основан на транспортировке электронов магнитным полем полой коаксиальной линии с током. Под действием магнитного поля электроны, эмитируемые источником, дрейфуют (транспортируются) к кольцевому детектору, расположенному на противоположном от источника конце коаксиальной линии. Если величина пролётной базы l выбрана много больше диаметра орбиты электрона, то время пролёта τ будет равно

$$\tau = \frac{l}{v_d}. \quad (9)$$

Поскольку скорость дрейфа v_d заряженной частицы сильно зависит от её энергии E даже при релятивистских скоростях, измерение времени пролёта τ позволяет определить энергию частицы из выражений (9) и (6). Измерение распределения времён пролёта у группы частиц позволяет определять их энергетический спектр. Важно отметить, что в поле данной конфигурации скорость дрейфа не зависит от расстояния точки испускания заряженной частицы до оси коаксиальной линии и определяется только силой тока I , которая легко контролируется с нужной точностью. Соблюдение условия (4) для максимальной энергии измеряемого спектра обеспечивает транспортировку заряженных частиц к детектору из всего телесного угла. Следовательно, светосила спектрометра может достигать 100 % от 4π ср.

Основным ограничением точности измерения энергии заряженной частицы описанным методом является зависимость скорости дрейфа от направления испуска-

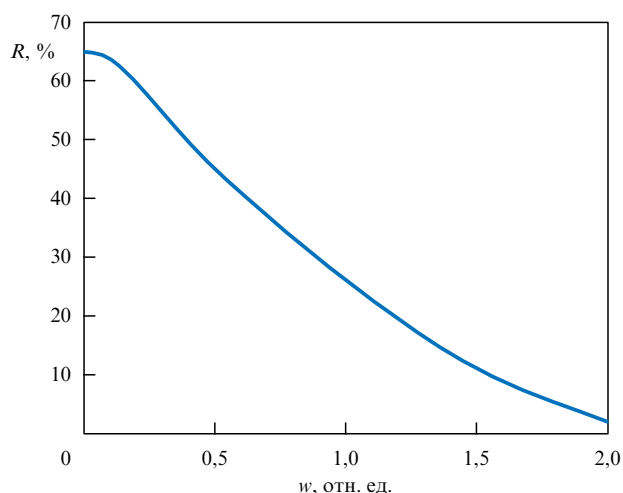


Рис. 3. Зависимость разрешения спектрометра без диафрагмы (R) от параметра w .

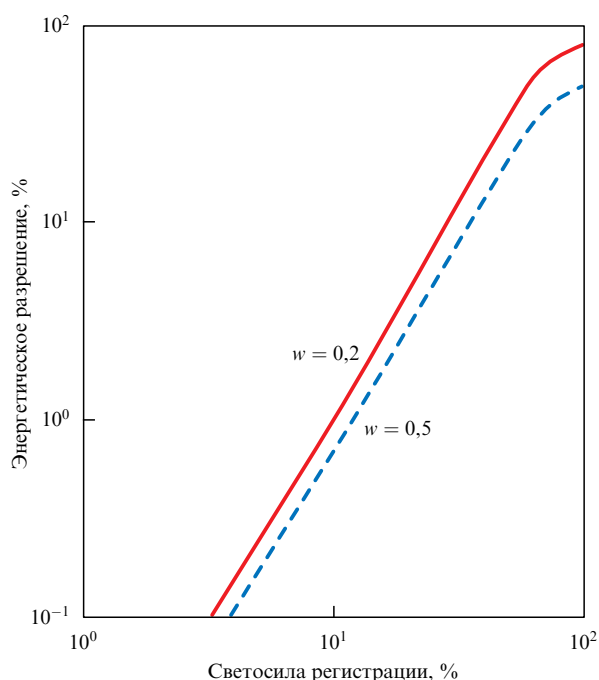


Рис. 4. Связь светосилы и разрешения спектрометра с диафрагмой для двух значений параметра w .

ния частицы источником, при этом одинаковую скорость дрейфа могут иметь электроны с энергиями в некотором интервале $E_1 - E_2$. Тогда энергетическое разрешение можно записать в виде

$$R = \frac{2(E_1 - E_2)}{E_1 + E_2}.$$

Зависимость разрешения от параметра w , полученная из выражений (7), (8), показана на рис. 3. Следует отметить, что большим значениям w соответствуют траектории частиц с большим изменением координаты r (выражение (3)), что требует использования коаксиальной линии с соответствующим отношением радиусов внешнего и внутреннего проводников. Практически реализуемым можно считать диапазон $R_1/R_2 = 10 - 100$, откуда следует: $R = 22 - 66\%$.

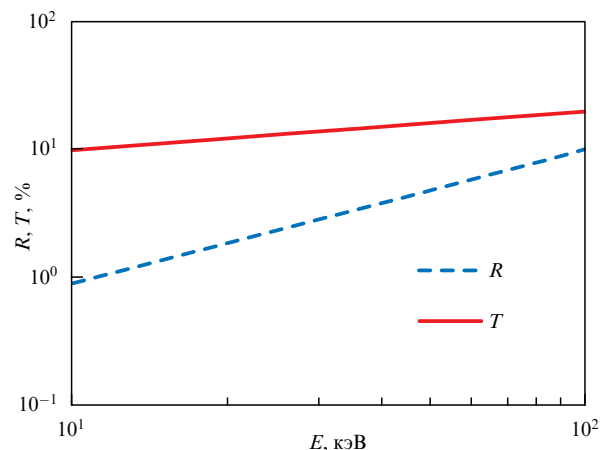


Рис. 5. Зависимость светосилы T и разрешения R спектрометра от энергии электрона, рассчитанная для $I = 100$ кА, $r_0 = 1$ см, $l_1 = 5$ см, $l = 2$ м.

Рассмотрим возможные методы улучшения разрешения за счёт ограничения телесного угла диафрагмами. Результаты численного интегрирования (6) представлены в виде графиков на рис. 4. Видно, что разрешение быстро улучшается по мере ограничения телесного угла (светосилы). Так, при светосиле 10 % от 4π ср разрешение составляет 0,8 – 1 %, что достаточно для многих применений, включая электронную спектроскопию.

Рассмотрим далее один из возможных вариантов расположения диафрагм, показанный на рис. 1. Электроны с достаточно большой азимутальной скоростью сталкиваются с диафрагмой и поглощаются, что приводит к улучшению энергетического разрешения. При заданном энергетическом разрешении R длина диафрагмы даёт выражением

$$l_1 = \frac{\pi v r_0 (1 + R)}{2a\sqrt{R}}.$$

На рисунке 5 приведены значения светосилы и разрешения спектрометра в диапазоне энергий электронов 10 – 100 кэВ, вычисленные при следующих значениях параметров: $I = 100$ кА, расстояние от оси до источника $r_0 = 1$ см, длина диафрагмы $l_1 = 5$ см, расстояние от источника до детектора $l = 2$ м (см. рис. 1). Спектрометр с такими параметрами весьма перспективен для исследования электронной эмиссии лазерной плазмы. Сохраняя во всём диапазоне измеряемых энергий энергетическое разрешение не хуже 10 %, он имеет светосилу лучше, чем 20 %. Это на два порядка выше, чем у обычно применяемых магнитных спектрометров с однородным полем.

5. Экспериментальная установка

На основе вышеописанного метода была создана экспериментальная установка для исследования эмиссии частиц из лазерной плазмы (рис. 6) [39, 40]. Для транспортировки частиц к детектору использовалась изогнутая коаксиальная линия длиной 2 м.

Ввиду низкой частоты повторения лазерных импульсов для таких экспериментов хорошо подходит импульсный генератор тока с длительностью, много большей характерных времён транспортировки исследуемых заря-

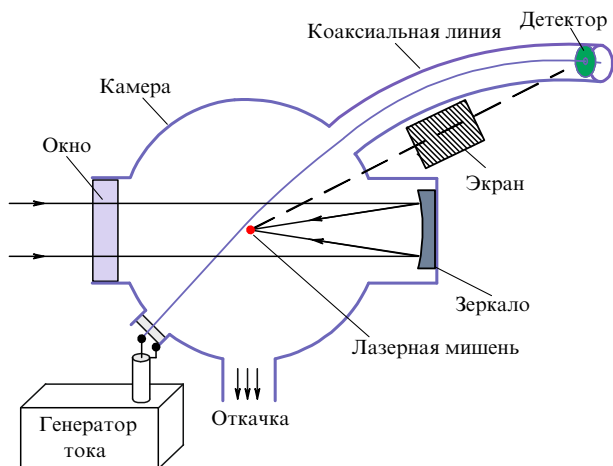


Рис. 6. Установка для исследования генерации быстрых заряженных частиц в сильных лазерных полях.

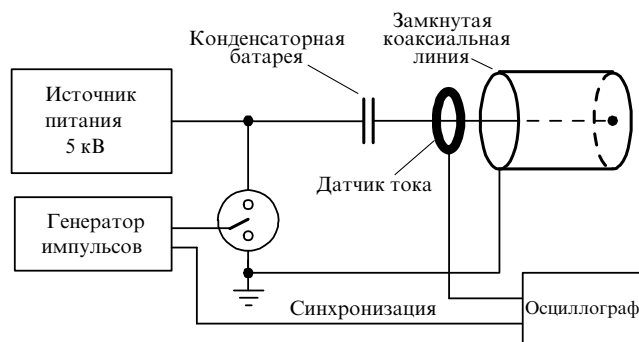


Рис. 7. Схема импульсного генератора тока.

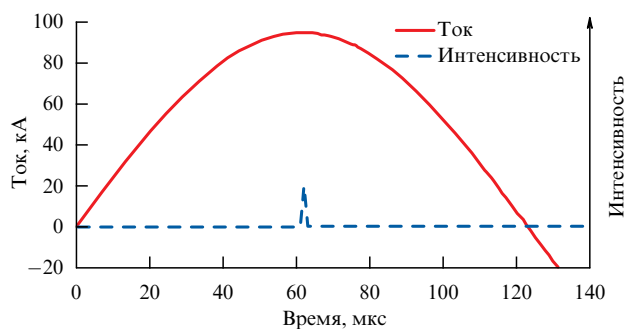


Рис. 8. Синхронизация кривой тока (сплошная линия) и лазерного импульса (штриховая линия) для транспортировки положительно заряженных частиц.

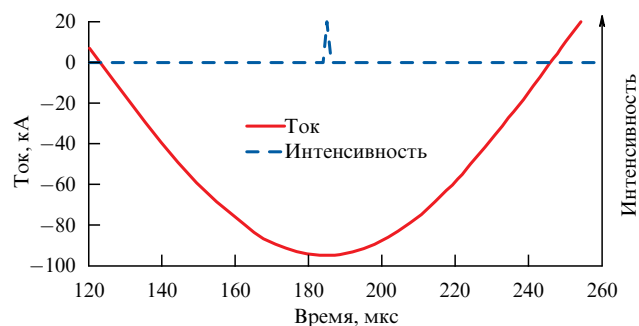


Рис. 9. Синхронизация кривой тока (сплошная линия) и лазерного импульса (штриховая линия) для транспортировки отрицательно заряженных частиц.

женных частиц. Электрическая схема генератора показана на рис. 7. Применена схема с полным разрядом накопительного конденсатора. При срабатывании разрядника в коаксиальной линии формируется ток в форме слабозатухающей синусоиды с периодом 246 мкс (рис. 8, 9). При максимальном напряжении заряда батареи конденсаторов 5000 В (энергия 15 кДж) амплитуда тока составила около 96 кА для первого положительного пика и 87 кА для первого отрицательного. Необходимое для работы систем взаимное временное положение импульса тока и лазерного импульса осуществлялось путём синхронизации срабатывания лазерной системы с максимумом или минимумом кривой тока в коаксиальной линии для работы с положительно (см. рис. 8) и отрицательно (см. рис. 9) заряженными частицами соответственно [41, 42].

Для детектирования электронов и позитронов с энергиями более 30 кэВ, эмитируемых лазерной плазмой, был разработан сцинтилляционный детектор [42]. Выбор детектора данного типа был обусловлен необходимостью сочетания относительно большой апертуры (около 100 мм) с большой эффективностью и высоким временным разрешением, устойчивостью чувствительной области детектора к электромагнитным наводкам и сильному магнитному полю. Схема детектора приведена на рис. 10. Детектор состоит из кольцевого сцинтиллятора на основе полистирола диаметром 90 мм, который установлен между проводниками коаксиальной линии и перекрывает почти всё сечение последней. Толщина сцинтиллятора составляет 4 мм, что обеспечивает полное поглощение позитронов и электронов с энергиями вплоть до 1 МэВ. Свет от сцинтилляционной вспышки по световоду выводится за пределы коаксиальной линии, как показано на рис. 10, и регистрируется двумя фотоэлектронными умножителями (ФЭУ-184-Т) с апертурой 52 мм для

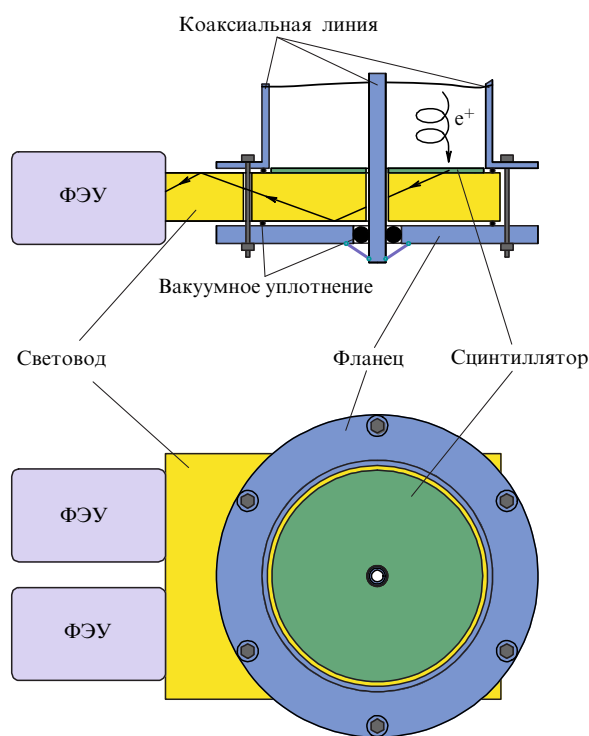


Рис. 10. Сцинтилляционный детектор заряженных частиц.

большого перекрытия торца световода и снижения вероятности ложных сигналов.

Равномерное распределение по окружности шести стягивающих болтов обеспечивает необходимый путь для протекания сильного тока и в то же время — быстрый спад магнитного поля за пределом коаксиальной линии, создавая тем самым нормальные условия для работы ФЭУ.

6. Эксперимент с радиоактивным источником электронов

Для оценки эффективности регистрации высокоэнергетических электронов предложенным методом были проведены эксперименты с аттестованным радиоактивным источником электронов на основе изотопа Cs^{137} . Источник с плоской геометрией, в котором изотоп расположен между двумя полиэтиленовыми плёнками, закреплёнными в оправке диаметром 29 мм, был установлен вплотную к внутреннему проводнику коаксиальной линии в плоскости, проходящей через ось последней. Такая ориентация обеспечивает минимальную вероятность повторного столкновения вылетевших электронов с конструктивными элементами радиоактивного источника.

Методика измерений светосилы регистрации электронов состояла в определении средней частоты актов регистрации детектором электронов в те временные интервалы, когда ток в коаксиальной линии имел направление и значение, требуемые для транспортировки электронов к детектору.

Блок-схема системы сбора данных представлена на рис. 11. Сигналы с двух ФЭУ поступают сначала на дискриминаторы импульсов, а затем на схему совпадений. Импульсы со схемы совпадений поступают на вход стробируемого счётчика импульсов. Строб-импульс длительностью 60 мкс подаётся на счётчик с задержкой 61,5 мкс относительно импульса запуска разрядника генератора тока. В результате середина строб-импульса совпадает по времени с максимумом кривой тока в коаксиальной линии.

Светосила регистрации электронов определялась из выражения

$$T = \frac{N}{n \Delta t A_{\beta} (1 - k)},$$

где N — полное число импульсов, зарегистрированных счётчиком, n — число срабатываний генератора тока в данной серии измерений, Δt — длительность строб-импульса, A_{β} — паспортная бета-активность радиоактивного источника, k (4%) — доля электронов, поглощаемых полиэтиленовой плёнкой держателя, вычислен-

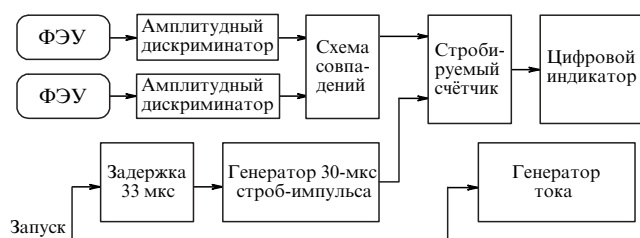


Рис. 11. Система сбора и обработки сигналов с ФЭУ.

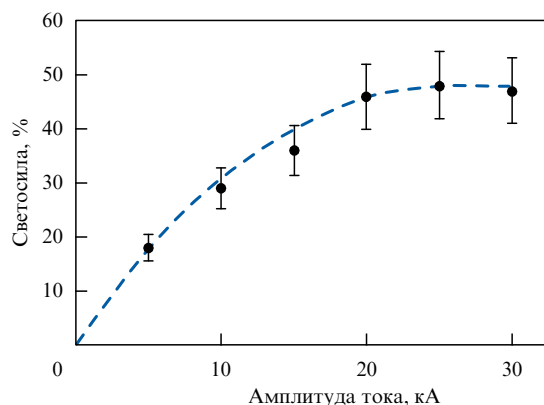


Рис. 12. Зависимость измеренной светосилы системы регистрации электронов от амплитуды тока в коаксиальной линии.

ная на основе известной функции распределения электронов для Cs^{137} .

Результаты измерений светосилы в зависимости от амплитуды тока в коаксиальной линии показаны на рис. 12. Максимальное значение светосилы было зарегистрировано при токе 25 кА и составляет $48 \pm 6\%$ от 4π ср.

Для оценки эффективности транспортировки электронов к детектору источник прикладывался вплотную к сцинтиллятору попеременно каждой из плоских сторон. Эффективность детектора вычислялась из выражения

$$\Omega = \frac{f_1 + f_2}{A_{\beta}(1 - k)} = 0,52,$$

где f_1, f_2 — частота совпадений для каждой из сторон источника. Из приведённой оценки следует, что измеренное значение светосилы регистрации (48% от 4π ср) определяется главным образом эффективностью детектора, а эффективность транспортировки составляет около 90% от 4π ср.

7. Результаты экспериментов с лазерной плазмой

На описанной в разделе 5 экспериментальной установке были проведены эксперименты с лазерной плазмой. Плазма создавалась излучением ТЕА CO_2 -лазера с длительностью импульса 50 нс, которое фокусировалось зеркалом $f = 30$ см (см. рис. 6) на металлическую мишень в виде проволоки толщиной 0,2–0,4 мм. Интенсивность излучения на мишени составляла $\sim 10^{13}$ Вт см $^{-2}$. В качестве детектора использовался коллектор зарядов в виде плоского диска из нержавеющей стали, перекрывающего почти всё сечение коаксиальной линии. На рисунке 13 приведены типичные осциллограммы тока коллектора (а–в) и лазерного импульса (г). Кривая на рис. 13а получена в отсутствие тока через коаксиальную линию. Здесь положительный пик с практически нулевой задержкой от лазерного импульса обусловлен фотоэффектом с коллектора, а хвост — попаданием частиц плазмы на коллектор в результате рассеяния на стенках камеры. Осциллограмма рис. 13б получена при токе 32 кА, направленном во внутреннем проводнике от детектора к источнику. Сигнал с коллектора представляет собой отрицательный импульс с амплитудой, более

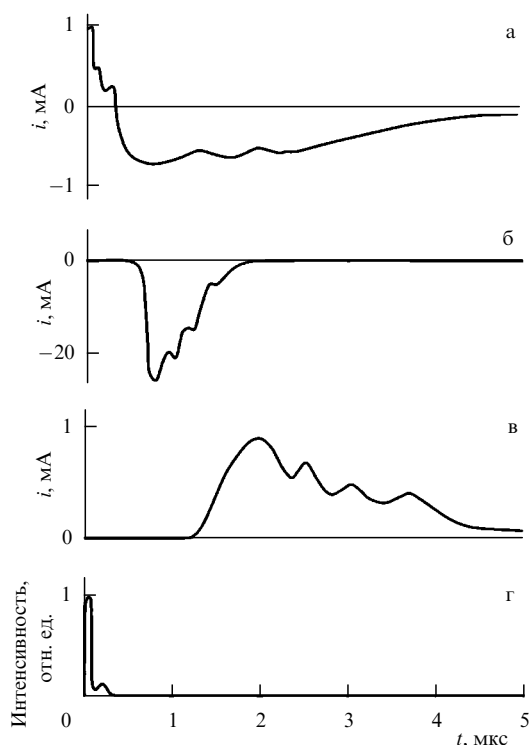


Рис. 13. Осциллограммы тока коллектора (а–в) и лазерного импульса (г), полученные при $r_0 = 1$ см, $l = 2$ м, $I = 0$ (а), $I = -32$ кА (б) и $I = +32$ кА (в).

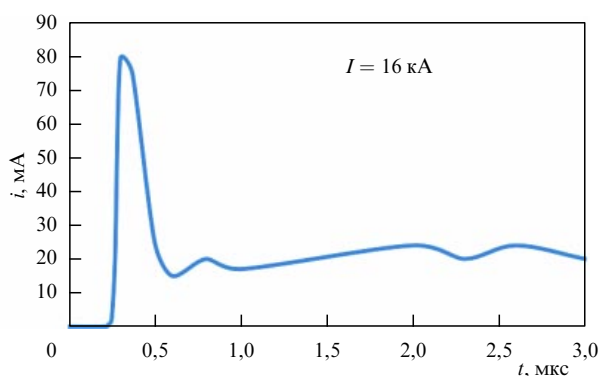


Рис. 14. Типичная осциллограмма коллектора i для $I = 16$ кА, $r_0 = 1$ см, $l_1 = 1$ см, $l = 2$ м. Интенсивность сфокусированного лазерного излучения $\approx 2 \times 10^{13}$ Вт см $^{-2}$, $\lambda = 10,6$ мкм.

чем в 20 раз большей по сравнению с кривой на рис. 13а, и характерной задержкой относительно лазерного импульса. Стоит отметить, что величина задержки линейно возрастает с увеличением тока в коаксиальной линии.

При обратном направлении тока в коаксиальной линии сигнал с коллектора имеет положительную полярность (рис. 13в) и обусловлен попаданием на коллектор ионов разлетающейся плазмы. Задержка в этом случае составляет около 1 мкс и почти не зависит от силы тока.

Были проведены измерения спектров электронов описанным в разделе 4 времяпролётным методом. Типичная осциллограмма тока коллектора и рассчитанный по данной осциллограмме спектр электронов, испущенных лазерной плазмой, представлены на рис. 14 и 15 соответственно. Кривые имеют характерный вид, указывающий на присутствие в спектре надтепловых электронов.

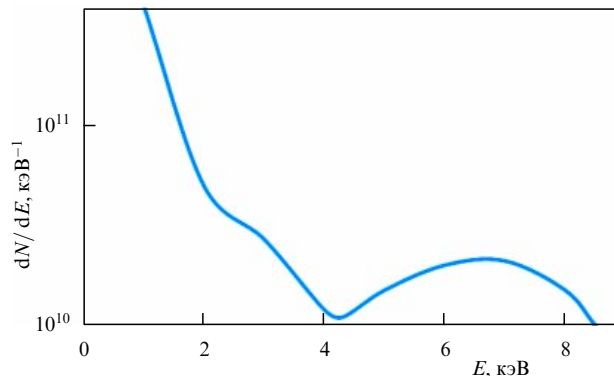


Рис. 15. Энергетический спектр электронов, испускаемых лазерной плазмой, полученный в результате обработки осциллограммы на рис. 14.

Попытки зарегистрировать на данной установке позитроны дали отрицательный результат. На основании измеренной высокой чувствительности системы регистрации был сделан вывод, что при интенсивностях $\leq 10^{13}$ Вт см $^{-2}$ рождения электрон-позитронных пар не происходит.

8. Заключение

В статье приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований, связанных с разработкой и созданием нового класса высокосветосильных и селективных систем регистрации и спектрометрии заряженных частиц, основанных на транспортировке частиц в магнитном поле коаксиальной линии. Показана возможность достижения светосилы, близкой к 100 %, в широком диапазоне энергий частиц 0,1–3 МэВ при значительных расстояниях источник–детектор.

Найдены оптимальные параметры конструкции детектора и импульсного генератора магнитного поля для эффективной регистрации заряженных частиц, генерируемых в сверхсильных электромагнитных полях. Расчётным путём установлена связь между разрешением спектрометра и светосилой при введении диафрагмы, ограничивающей телесный угол испускания частиц.

Экспериментально исследована система регистрации электронов и позитронов, построенная на основе данного метода, сочетающая большую светосилу (50 %) в широком энергетическом диапазоне с высокой степенью защищённости от фоновых излучений источника. Проведены эксперименты с времяпролётной спектрометрией высокоэнергетических электронов, испускаемых лазерной плазмой. Экспериментально продемонстрирована возможность выделения и спектрометрии надтепловых электронов, испускаемых лазерной плазмой.

Авторы благодарят Е.А. Шершунову за поддержку работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

1. Voronin A A et al. *Opt. Commun.* **291** 299 (2013)
2. Хазанов Е А, Сергеев А М *УФН* **178** 1006 (2008); Khazanov E A, Sergeev A M *Phys. Usp.* **51** 969 (2008)
3. Xu L et al. *Opt. Lett.* **38** 4837 (2013)
4. Pittman M et al. *Appl. Phys. B* **74** 529 (2002)
5. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)

6. Taylor D et al. *High Energy Density Phys.* **9** 363 (2013)
7. Key M H et al. *Phys. Plasmas* **5** 1966 (1998)
8. Chen H et al. *Phys. Plasmas* **24** 033112 (2017)
9. Bahk S-W et al. *Opt. Lett.* **29** 2837 (2004)
10. Yanovsky V et al. *Opt. Express* **16** 2109 (2008)
11. Mourou G A et al. *Opt. Commun.* **285** 720 (2012)
12. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964); Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **20** 1307 (1965)
13. Гольдман И И *ЖЭТФ* **46** 1412 (1964); Goldman I I *Sov. Phys. JETP* **19** 954 (1964)
14. Никишов А И *Труды ФИАН* **111** 152 (1979)
15. Бункин Ф В, Тугов И И *ДАН СССР* **197** 541 (1969); Bunkin F V, Tugov I I *Sov. Phys. Dokl.* **14** 678 (1970)
16. Бункин Ф В, Казаков А Е *ДАН СССР* **193** 1274 (1970); Bunkin F V, Kazakov A E *Sov. Phys. Dokl.* **15** 758 (1971)
17. Бункин Ф В, Казаков А Е, Федоров М В *УФН* **107** 559 (1972); Bunkin F V, Kazakov A E, Fedorov M V *Sov. Phys. Usp.* **15** 416 (1973)
18. Shearer J W et al. *Phys. Rev. A* **8** 1582 (1973)
19. Нога Н *Optoelectronics* **5** 491 (1975)
20. Erber T *Rev. Mod. Phys.* **38** 626 (1966)
21. Буланов С С и др. *ЖЭТФ* **129** 14 (2006); Bulanov S S et al. *JETP* **102** 9 (2006)
22. Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **74** 151 (2001); Popov V S *JETP Lett.* **74** 133 (2001)
23. Нарожный Н Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 434 (2004); Narozhny N B et al. *JETP Lett.* **80** 382 (2004)
24. Никишов А И, Ритус В И *УФН* **100** 724 (1970); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. Usp.* **13** 303 (1970)
25. Rose S J *High Energy Density Phys.* **9** 480 (2013)
26. Chen H et al. *New J. Phys.* **15** 065010 (2013)
27. Беляев В С и др. *УФН* **178** 823 (2008); Belyaev V S et al. *Phys. Usp.* **51** 793 (2008)
28. Chen H et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 105001 (2009)
29. Chen H et al. *High Energy Density Phys.* **7** 225 (2011)
30. Becker W et al. *Phys. Rev. Lett.* **47** 1262 (1981)
31. Thibaud J *Phys. Rev.* **45** 781 (1934); Пер. на русск. яз.: Тибо Ж *УФН* **14** 833 (1934)
32. Бочев Б и др. *ПТЭ* (5) 247 (1971)
33. Столярова Е Л *Прикладная спектроскопия ионизирующих излучений* (М.: Атомиздат, 1964)
34. Аполлонов В В, Мошкунев С И, Прохоров А М *Письма в ЖТФ* **11** 773 (1985); Apollonov V V, Moshkunov S I, Prokhorov A M *Sov. Tech. Phys. Lett.* **11** 321 (1985)
35. Malmfors K G *Arkiv Fys.* **13** 237 (1958)
36. Alfvén H *Arkiv Mat. Astr. Fys. A* **27** (22) 1 (1940)
37. Мошкунев С И и др. *Письма в ЖТФ* **16** (19) 47 (1990)
38. Мошкунев С И, Сисакян И Н, Хомич В Ю "Способ определения спектра заряженных частиц", Авт. свид. № 1568750 (1988)
39. Аполлонов В В и др. *Квантовая электроника* **13** 643 (1986); Apollonov V V et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **16** 418 (1986)
40. Мошкунев С И, Сисакян И Н, Хомич В Ю "Устройство для регистрации заряженных частиц", Авт. свид. № 1602211 (1988)
41. Apollonov V V et al. *Proc. SPIE* **0664** 243 (1986)
42. Аполлонов В В и др. *Письма в ЖТФ* **13** 1363 (1987)

Method of detection and spectrometry of charged particles produced in a superstrong electromagnetic field based on their transport by the magnetic field of a coaxial line

S.I. Moshkunov^(*), V.Yu. Khomich

*Institute for Electrophysics and Electric Power, Russian Academy of Sciences,
Dvortsovaya naberezhnaya 18, 191186 St. Petersburg, Russian Federation
E-mail: ^(*)serg-moshkunov@yandex.ru*

This paper presents methods of detection and spectrometry of high-energy electrons and positrons produced in the interaction of laser radiation with matter and vacuum. The methods are based on charged particle transport in the magnetic field of a hollow coaxial line through which a direct current flows. The methods make it possible to detect particles at a distance of several dozen meters from the source with retention of close to 100% collection efficiency and provide efficient detector protection from background radiation.

Keywords: positron, detector, time-of-flight magnetic spectrometer

PACS numbers: **07.81.+a**, 29.30.Aj, 41.85.Ar

Bibliography — 42 references

Received 27 March 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (4) 421–428 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (4) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.10.038685>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.10.038685>