

УЧЕТ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ СПЕКТРОСКОПИИ ИОННЫХ ПОТОКОВ ИЗ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2019 г. И. М. Мордвинцев^{a,b,*}, С. А. Шуляпов^a, А. Б. Савельев^{a,b}

^a Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119992, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 62

^b Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

*e-mail: mordvincev_i@mail.ru

Поступила в редакцию 21.03.2019 г.

После доработки 19.04.2019 г.

Принята к публикации 25.04.2019 г.

Получены аналитические формулы, описывающие с учетом краевых эффектов стационарные поля в магнитном и электрическом сепараторах заряженных частиц ионных спектрометров двух типов: времяпролетного спектрометра с магнитной сепарацией и масс-спектрометра Томсона. На основе численного решения уравнения движения ионов в магнитном и электрическом полях с учетом краевых эффектов показано, что расчет по методу эффективного постоянного поля без учета краевых эффектов приводит к ошибкам не только в определении энергии ионов, но и в оценке массового и зарядового составов ионного потока, формируемого при облучении твердых мишеней фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности. На основе разработанных подходов проведена интерпретация экспериментальных данных, полученных с использованием спектрометров обоих типов при интенсивности лазерного излучения на мишени свыше 10^{18} Вт/см², и показано, что развитые алгоритмы обеспечивают их быстрый и эффективный анализ.

DOI: 10.1134/S0032816219050239

ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько десятилетий широкое распространение получили лазеры ультракоротких импульсов, обеспечивающие на поверхности облучаемых мишеней интенсивность излучения, превышающую так называемую релятивистскую интенсивность ($I > I_{rel} = 1.38 \cdot 10^{18}$ Вт/см² на длине волны 1 мкм) [1, 2]. При таких интенсивностях максимальные энергии ионов на единицу их заряда достигают десятков мегаэлектронвольт, а типичный энергетический спектр ионов разумно описывается функцией $\exp(-E_i/T)$ с характерной “температурой” T от единиц до десятков мегаэлектронвольт [3]. Такие потоки ионов используются в производстве полупроводниковых материалов, медицине (например, для терапии раковых заболеваний [4]), а также в ядерной физике для инициирования различных процессов (возбуждения ядерных уровней [5], термоядерных реакций [6], реакций деления [7]) и получения быстрых нейтронов через реакции с передачей нуклона [8] либо вследствие фотоядерной реакции [9].

При исследовании механизмов лазерно-плазменного ускорения ионов часто требуется определить их зарядовый состав или энергетический спектр. Для регистрации самых быстрых ионов и термоядерных нейтронов часто используют трековые детекторы (например, CR-39) [10]. Энергетические спектры ионов могут быть измерены с применением времяпролетных спектрометров; с целью повышения точности частицы разделяют электрическим полем (для медленных частиц — до 100 кэВ/заряд [11]) или магнитным полем [12].

Для регистрации ионов в таких спектрометрах используют микроканальные пластины (м.к.п.), которые могут эффективно регистрировать даже отдельные ионы. Существенным недостатком таких спектрометров является необходимость большого числа лазерных вспышек для набора полного спектра, что сильно усложняет исследование, например, нано- и микроструктурированных мишеней.

Более универсальным прибором, широко применяемым для диагностики потоков быстрых ионов из лазерной плазмы, является масс-спек-

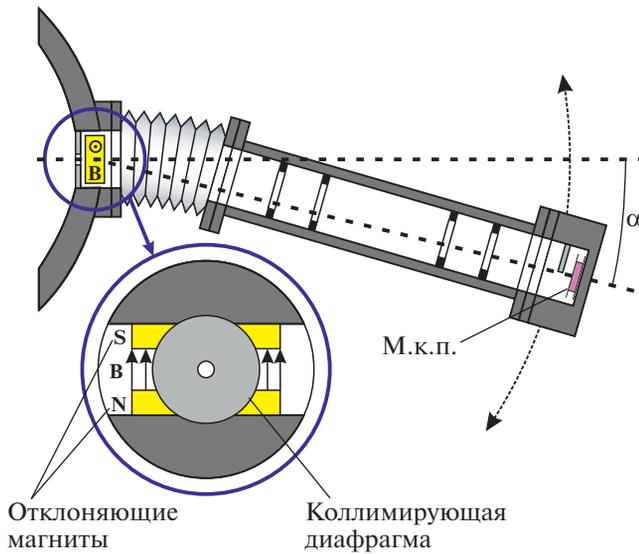


Рис. 1. Схема времяпролетного магнитного спектрометра.

тросметр Томсона. Его принцип действия заключается в одновременном разделении ионов по энергии и по отношению заряда к массе Z/M параллельными электрическими и магнитными полями. В настоящее время существует множество вариаций конструкции такого масс-спектрометра, разработанных специально для конкретных экспериментов: спектрометры с совмещенными [13] и разделенными [14] электрическими и магнитными полями и даже спектрометры со специальной формой электродов [15]. Однако, как правило, чаще всего используются стационарные электрические и магнитные поля, создаваемые плоскопараллельными пластинами и постоянными магнитами.

Использование постоянных магнитов и параллельных металлических пластин как в масс-спектрометре Томсона, так и во времяпролетных спектрометрах с разделением электрическим/магнитным полем требует аккуратного учета краевых эффектов при расчете траектории частиц для корректной интерпретации результатов либо при экспериментальной калибровке.

Обычно учет краевых эффектов производится либо через эквивалентное магнитное поле $B_{eff}l_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} B(z)dz$ [16], где l_0 — длина магнита, B_{eff} — “эффективная” амплитуда магнитного поля, которая определяется экспериментально по отклонению калибровочных частиц либо при помощи специальных расчетных пакетов (TOSCA 3D [17], SIMION и RADIA [18], Geant [19]). Как правило, все подобные пакеты численно решают уравнение Лапласа с заданными краевыми условиями.

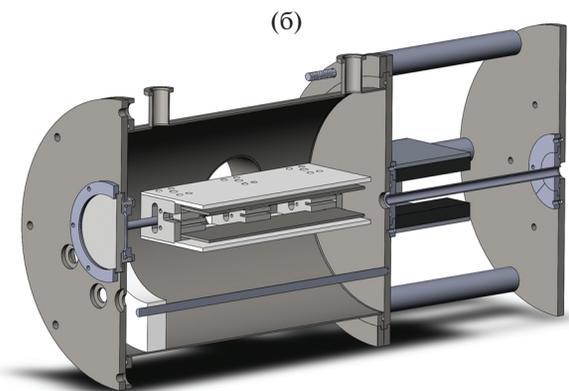
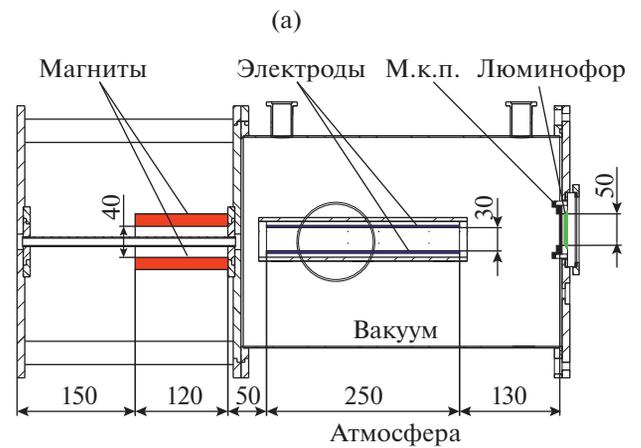


Рис. 2. а — схема масс-спектрометра Томсона (расстояния указаны в миллиметрах); б — его 3D-модель.

Этот подход имеет существенные недостатки: эквивалентное поле не учитывает нюансы пространственного распределения полей вблизи магнитов или пластин, а достаточно точный численный расчет поля для моделирования при помощи специальных программ требует значительных ресурсов и времени. Все это значительно усложняет расчет и оптимизацию масс-спектрометров, а также интерпретацию получаемых данных.

В настоящей работе проведен численный анализ уравнения движения частицы через электрическое и магнитное поля при аналитическом учете краевых эффектов и показана необходимость учета последних для времяпролетного спектрометра с магнитным сепаратором частиц и масс-спектрометра Томсона. Проведена интерпретация экспериментальных данных для спектрометров обоих типов. Использование аналитических формул для учета краевых эффектов позволило значительно сократить время моделирования и провести эффективный анализ получаемых данных.

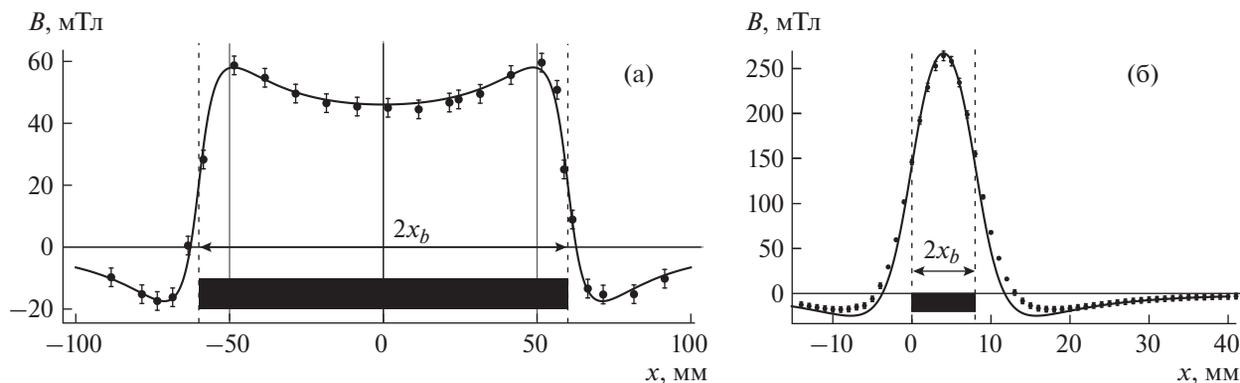


Рис. 3. Сравнение экспериментальной (точки) и теоретической (линия) зависимостей индукции магнитного поля $B_z(x, 0, h)$, создаваемого одним магнитом, используемым в масс-спектрометре Томсона, на высоте $h = 5$ мм (а) и двумя магнитами времяпролетного магнитного спектрометра на оси между магнитами, расположенными на расстоянии $2h = 8$ мм (б).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для экспериментов использовалось излучение Ti:Sa лазерной системы Международного лазерного центра (МЛЦ) МГУ. Длина волны лазерного излучения составляла 800 нм, частота следования импульсов – 10 Гц, длительность одного импульса – 45 ± 5 фс, энергия импульса – 10 мДж. Лазерный импульс фокусировался внеосевым параболическим зеркалом ($F \approx 75$ мм, $F/D \approx 5$) под углом 45° к поверхности мишени, при этом пиковая интенсивность на мишени составляла $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Ионы регистрировались времяпролетным магнитным спектрометром [12] и масс-спектрометром Томсона. Все эксперименты осуществлены при остаточном давлении в камере взаимодействия лучше $4 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Времяпролетный магнитный спектрометр (его принципиальная схема изображена на рис. 1) состоит из камеры отклонения ионов магнитным полем, времяпролетной трубы и системы регистрации. Система регистрации состоит из вторично-электронного умножителя ВЭУ-7М на основе шевронной микроканальной пластины МКП-25-10Ф диаметром 50 мм; коэффициент усиления м.к.п. превышал 10^7 при номинальном напряжении 2.4 кВ.

Для отклонения ионов использовались пара NdFeB магнитов в форме прямоугольных параллелепипедов размерами $30 \times 8 \times 4$ мм; максимальная индукция магнитного поля на оси, создаваемого двумя магнитами (при расстоянии между магнитами 2 см), составляла 265 мТл. После диафрагмы и парных магнитов ионы попадали в длинную трубу, в конце которой расположена м.к.п. За м.к.п. для сбора электронов размещен металлический анод, сигнал с которого поступал

на компьютер. Длина трубы (вместе с магнитом) составляла $l = 129$ см, а расстояние от мишени до места крепления трубки к камере (до магнита) – $d = 32$ см.

Для того чтобы исключить переотражение на внутренней поверхности трубы, на ней были установлены кольца из черного тефлона. При этом труба крепилась к камере с помощью подвижной гофры, которая позволяла поворачивать ионный спектрометр на небольшие углы. Таким образом, зная время пролета ионов до м.к.п. и угол поворота трубы, можно рассчитать отношение заряда к массе иона Z/M и энергию иона; а информация о числе зарегистрированных ионов в единицу времени (т.е. ионном токе) позволяла получить энергетический спектр для каждого Z/M .

В масс-спектрометре Томсона одновременно используются электрическое и магнитное поля. Схема конструкции и 3D-модель масс-спектрометра Томсона, который будет рассматриваться далее, изображены на рис. 2. Магнитное поле создается двумя магнитами в форме прямоугольных параллелепипедов размером $6 \times 8 \times 1.6$ см, расстояние между ними 4 см, максимальная индукция поля на оси 65 мТл. В данной конструкции магниты находятся вне вакуумной камеры, поэтому их можно менять непосредственно в процессе эксперимента, тем самым изменяя измеряемый диапазон энергий ионов. Масс-спектрометр изготовлен из немагнитной нержавеющей стали, что исключает влияние корпуса на распределение магнитного поля.

Электрическое поле создает пара плоскопараллельных пластин, на которых устанавливается напряжение от 0.2 до 6 кВ, расстояние между ними от 1 до 3 см, длина пластин $L_e = 25$ см, ширина пластин – 12 см. Перед магнитами (на расстоянии $L_1 = 21$ см) находилась коллимирующая апертура

диаметром 0.1 мм. Ионы регистрировались при помощи м.к.п. с расположенным позади нее люминофорным экраном К-67 (аналог Р-43). Коэффициент усиления м.к.п. $k_{\text{усил}}$ составлял не менее 10^7 при номинальном напряжении на м.к.п. 2.5 кВ.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Магнитное поле

Как уже упоминалось выше, в спектрометрах обычно используются поля, создаваемые постоянными магнитами. В общем случае стационарное магнитное поле можно найти, интегрируя

уравнения Максвелла (вместе с материальными уравнениями):

$$\begin{cases} (\nabla \cdot \mathbf{B}) = j_f, \\ [\nabla \times \mathbf{H}] = 0, \\ \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \end{cases} \quad (1)$$

где \mathbf{B} – индукция магнитного поля; \mathbf{H} – напряженность магнитного поля; j_f – ток свободных зарядов.

В случае однородно намагниченного параллелепипеда эти уравнения легко интегрируются [20]:

$$\begin{cases} H_x(x, y, z) = \frac{M_0}{4\pi} \sum_{k,l,m=1}^2 (-1)^{k+l+m} \ln(\Delta y_l + \Delta r_{k,l,m}), \\ H_y(x, y, z) = \frac{M_0}{4\pi} \sum_{k,l,m=1}^2 (-1)^{k+l+m} \ln(\Delta x_k + \Delta r_{k,l,m}), \\ H_z(x, y, z) = \frac{M_0}{4\pi} \sum_{k,l,m=1}^2 (-1)^{k+l+m} \frac{|\Delta z_m|}{\Delta z_m} \arctan\left(\frac{\Delta x_k \Delta y_l}{|\Delta z_m| \Delta r_{k,l,m}}\right), \\ \Delta x_k = x + (-1)^k x_b, \quad \Delta y_l = y + (-1)^l y_b, \quad \Delta z_m = y + (-1)^m z_b, \\ \Delta r_{k,l,m} = \sqrt{\Delta x_k^2 + \Delta y_l^2 + \Delta z_m^2}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $a = 2x_b$, $b = 2y_b$, $c = 2z_b$ – линейные размеры параллелепипеда, а \mathbf{M}_0 – вектор намагниченности.

На рис. 3 линией показано изменение индукции $B_z(x, 0, h)$ на оси x при $y = 0$ на высоте $h = 5$ мм над магнитом; точками отмечены значения магнитного поля, измеренные калиброванным датчиком Холла. Данная зависимость хорошо аппроксимирует реальное магнитное поле однородно намагниченного магнита. Отметим, что результаты численного расчета, основанного на суммировании большого числа магнитных диполей, хорошо совпадают с аналитической зависимостью.

Особенностью подобных магнитных полей является отрицательный “хвост” магнитного поля, который создает перпендикулярную составляющую скорости частицы еще до ее попадания в основное магнитное поле, отклоняя эту частицу в противоположную от направления отклонения основным полем сторону. Отметим, что для устранения отрицательных “хвостов” магнитного поля можно использовать магниты с ярмом из мягкого железа [18], но в этом случае возможен только численный расчет индукции магнитного поля, а формулы (2) не могут быть использованы.

Электрическое поле

Для корректного анализа траекторий частиц в масс-спектрометре Томсона необходимо учесть краевые эффекты электрического поля. Некоторые наиболее простые конфигурации электростатических полей могут быть найдены методом конформных отображений. Для полей, создаваемых двумя плоскопараллельными, прямоугольными пластинами, существует аналитическое решение [21] в специальных функциях. Его можно упростить в случае часто применяемых в спектрометрах широких и длинных пластин, поперечные размеры которых значительно превышают расстояние между ними. При этом можно ограничиться рассмотрением двумерного профиля и пренебречь влиянием одного из краев конденсатора на другой.

Электрическое поле такой системы описывается так называемым профилем Роговского [22]. Для нахождения поля у краев полубесконечного конденсатора с потенциалами $\pm U$ обкладок и расстоянием $2h$ необходимо найти комплексный потенциал $w = f(z) = u + iv$, $z = x + iy$, отображающий внешность двух полупрямых (т.е. плоскость с двумя выпавшими полупрямыми) на полосу

$-U < \text{Im}(w) < U$. Обратный потенциал хорошо известен:

$$z = \frac{h}{\pi} \left(e^{\frac{\pi w}{U}} + \frac{\pi}{U} w + 1 \right). \quad (3)$$

Решение этого уравнения выражается через W -функцию Ламберта [23]:

$$w = \frac{U}{\pi} \left(\frac{\pi z}{h} - 1 - W \left[\exp \left[1 - \frac{\pi z}{h} \right] \right] \right). \quad (4)$$

Напряженность электрического поля будет выражаться как:

$$E = E_x + iE_y = \overline{if'(z)} = -i \frac{U}{h} \frac{1}{1 + e^{\frac{\pi w}{U}}}, \quad (5)$$

$$E_x - iE_y = i \frac{U}{h} \frac{1}{1 + W_k \left[\exp \left[1 - \frac{\pi z}{h} \right] \right]},$$

где номер комплексной ветви решения определяется как $k = \left[\frac{y-h}{2h} \right]$.

Поскольку в нашем случае длина конденсатора значительно превышает расстояние между пластинами, то можно симметризовать полученное решение: сдвинуть на половину длины конденсатора и отразить относительно $x = 0$. Итоговое распределение поля после симметризации показано на рис. 4.

Спектрометры

Для корректной интерпретации результатов необходим анализ движения частицы в электрическом и магнитном полях. В общем случае движение нерелятивистской частицы описывается уравнением

$$\frac{d\mathbf{p}(x, y, z)}{dt} = Ze\mathbf{E}(x, y, z) + Ze[\mathbf{v}(x, y, z) \times \mathbf{B}(x, y, z)], \quad (6)$$

где \mathbf{p} — импульс частицы; \mathbf{E}, \mathbf{B} — напряженность электрического и индукция магнитного поля соответственно. В случае постоянных полей с заданными граничными условиями аналитическое решение этого уравнения хорошо известно, чем зачастую и пользуются при интерпретации результатов экспериментов, вводя эффективные магнитное и электрическое поля. Для решения этого уравнения с учетом краевых эффектов на основе аналитических зависимостей для $\mathbf{B}(x, y, z)$ (2) и $\mathbf{E}(x, y, z)$ (5) нами использовался пакет Wolfram Mathematica.

На рис. 5 показаны траектории протонов p^+ и ионов углерода C^{6+} , полученные в результате численного моделирования движения частиц в магнитном времяпролетном спектрометре. Непрерывные

Напряженность поля E , статВ/см

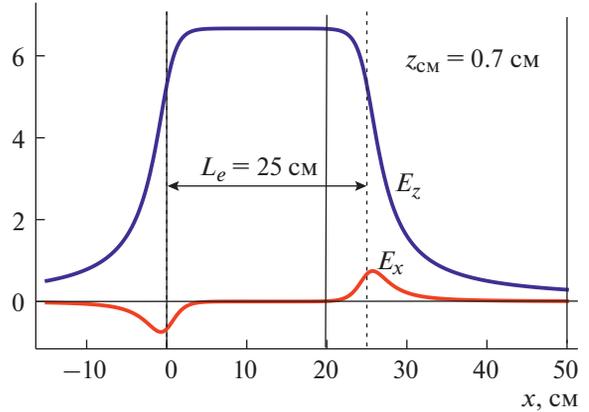


Рис. 4. Теоретическая зависимость проекций $E_x(x, z = 0)$ и $E_z(x, z = 0)$ электрического поля, описываемого профилем Роговского, на оси конденсатора.

кривые соответствуют пролету частиц через поле, описываемое выражением (2), штриховая и штрихпунктирная линии — через поле с резкими границами амплитудой $B = B_{eff} = \int_{-\infty}^{+\infty} B(z) dz / (2x_b)$ и $B = B_{max}$ соответственно. Численное моделирование показывает значительное влияние краевых эффектов магнитного поля на угол отклонения ионов. Как отмечалось выше, уменьшение угла отклонения происходит из-за наличия отрицательных “хвостов” магнитного поля, причем основной вклад вносит поле до магнитов.

В рассматриваемой конфигурации времяпролетного спектрометра учет краевых эффектов необходим при оценке энергии ионов (за счет изменения эффективной длины пролета) и при определении параметра Z/M . Даже при расчете с использованием эффективного магнитного поля присутствует существенная погрешность, зависящая от времяпролетной базы спектрометра, а при использовании в расчетных формулах максимального поля на оси магнитов интерпретация данных будет просто ошибочной. Численное моделирование показывает, что замена поля с учетом краевых эффектов на прямоугольное с амплитудой $B = B_{eff}$ справедлива лишь для детекторов с большой времяпролетной базой (в данном случае > 10 см) и неприменимо к компактным детекторам [13–15, 24].

Преимуществом модели магнитного поля (6) является выраженная зависимость амплитуды магнитного поля от геометрических параметров магнита — именно это позволяет проводить точный анализ и оптимизацию спектрометра. Важным параметром оптимизации является минимизация длины спектрометра, поскольку наименьшая длина обеспечивает больший поток регистрируемых

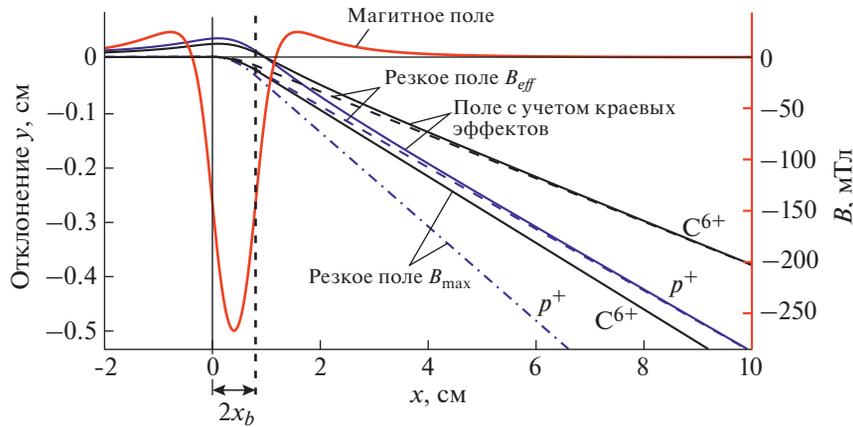


Рис. 5. Траектории протонов p^+ и ионов углерода C^{6+} , полученные в результате численного моделирования движения частиц в магнитном времяпролетном спектрометре. Непрерывные кривые соответствуют пролету частиц через поле, описываемое выражением (2), штриховая и штрихпунктирная линии – траектории частицы при движении через поле с резкими границами амплитудой $B = B_{eff}$ и $B = B_{max}$ соответственно.

частиц. С другой стороны, амплитуда поля зависит от геометрических размеров магнитов.

На рис. 6 приведена зависимость отклонения протонов p^+ от толщины магнитов (при фиксированном расстоянии между ними). Видно, что отклонение вначале быстро растет, а затем происходит насыщение. Отметим, что, хотя аналогичное поведение имеет и амплитуда магнитного поля, насыщение происходит при другой толщине магнитов. В нашем примере максимальное отклонение (и, следовательно, максимально регистрируемая спектрометром энергия) почти не меняется, если толщина магнита превышает 2.67 см.

В масс-спектрометре Томсона необходимо учитывать также и краевые эффекты электрического поля. В представленной на рис. 2 конфигу-

рации электрические пластины и регистрирующая ионы м.к.п. находятся внутри металлической вакуумной камеры (см. рис. 2б), происходит экранировка электрического поля, и оно не выходит за пределы камеры. Такая конфигурация почти эквивалентна резкой границе электрического поля с одного торца конденсатора и наличию краевого эффекта на другом торце.

В этом случае учет краевых эффектов приводит к увеличению отклонения на ≈ 0.1 мм для протонов с начальной энергией 300 кэВ, из-за чего возникает ошибка в определении энергии на ≈ 30 кэВ (см. рис. 7). Однако в масс-спектрометрах с конфигурациями, где электрическое поле не экранировано [14, 16, 25], необходимо учитывать оба краевых эффекта электрического поля. Так, для данной конфигурации масс-спектрометра отклонение вдоль оси z увеличивается с 2.65 мм до 3.65 мм для ионов C^{3+} , что эквивалентно ошибке при определении энергии частицы на ≈ 300 кэВ.

Кроме того, для медленных ионов (с энергией < 150 кэВ для рассматриваемой конфигурации) необходимо учитывать изменение амплитуды электрического и магнитного поля не только вдоль оси x , но и от координаты z . В этом случае “хвост” электрического поля “приподнимает” ион, и он попадает в область более сильного магнитного поля, где сильнее отклоняется магнитным полем (см. рис. 8).

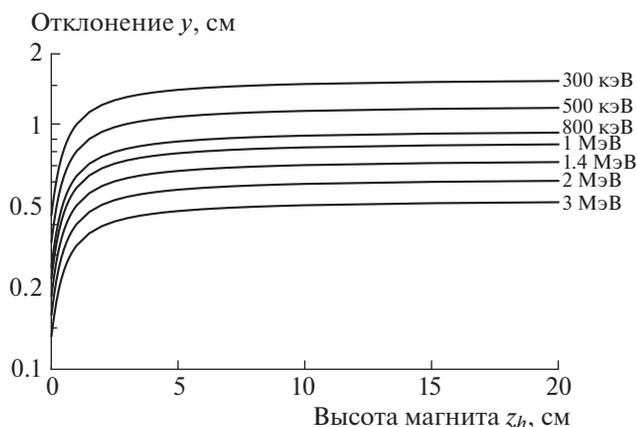


Рис. 6. Зависимости отклонения протонов p^+ с разными начальными энергиями от толщины магнитов при фиксированном расстоянии между ними.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 9а приведены результаты экспериментов по взаимодействию сверхкороткого лазерного импульса с углеродной мишенью с использованием времяпролетного спектрометра, а также

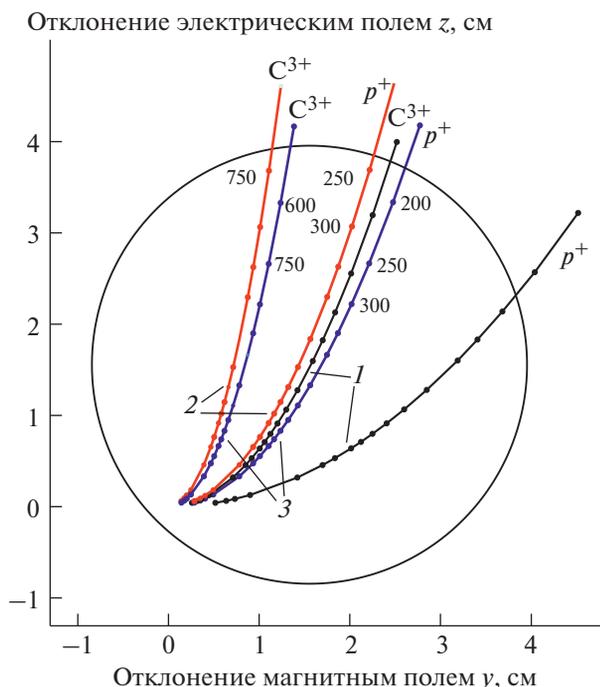


Рис. 7. Отклонения электрическим и магнитным полями протонов и ионов углерода, полученные в результате численного моделирования движения частиц в масс-спектрометре Томсона в случае электрического поля с резкими границами (1), электрического поля с резкой границей на входном торце и “хвостом” на выходном торце конденсатора (2) и электрического поля с краевыми эффектами на обоих торцах (3). Цифры справа от точек показывают энергию частицы, относенную к 1 кэВ.

расчеты с учетом и без учета краевых эффектов. Для сравнения приведены расчетные кривые для ионов кислорода с различной кратностью ионизации. Анализ этого рисунка показывает, что пренебрежение краевыми эффектами может приводить к ошибочным выводам об ионном составе мишени. На рис. 9б представлен аналогичный расчет для длинных магнитов, используемых в Томсоновском спектрометре. Видно, что и в этом случае расчет в модели эффективного среднего поля в пренебрежении краевыми эффектами ведет к ошибочной идентификации ионов.

Корректность расчетной модели была проверена нами в сравнительном эксперименте на пленках CH_2 и CD_2 в качестве мишеней [9]. В ионном сигнале на дейтерированной мишени наблюдался рост в несколько раз сигнала, соответствующего, по нашим расчетам, $Z/M \sim 0.5$, т.е. сигнала от ионов дейтерия или полностью ионизованного иона углерода.

На рис. 10 приведено изображение с люминофора масс-спектрометра Томсона: точками показаны теоретические положения ионов, отклоняющихся в электрическом и магнитном полях,

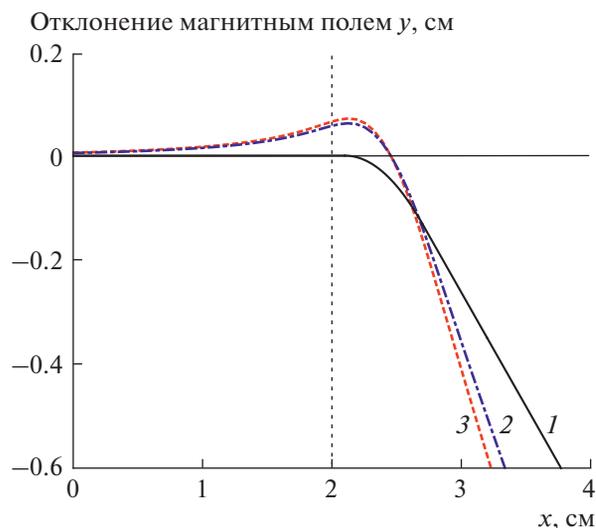


Рис. 8. Траектории протонов p^+ , полученные в результате численного моделирования движения частиц в масс-спектрометре Томсона с электрическим полем с резкими границами (1), электрическим полем с резкой границей на входном торце и “хвостом” на выходном торце конденсатора (2) и электрическим полем с краевыми эффектами на обоих торцах (3).

здесь же отмечена граница, разделяющая частицы, долетающие до плоскости, в которой находится м.к.п., от частиц, траектории которых пересекают электроды (т.е. такие частицы не могут быть зарегистрированы). Подтверждением корректности работы теоретической модели масс-спектрометра Томсона с учетом краевых эффектов является также совпадение экспериментальной и теоретической границ для ионов C^{2+} , которые не могут быть зарегистрированы из-за попадания в электроды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет траекторий частиц в ионных спектрометрах с электро- и магнитостатической их сепарацией в рамках модели эффективного поля с прямоугольными краями приводит к ошибочным выводам о массовом и зарядовом составе ионного тока плазмы, создаваемой релятивистски интенсивным лазерным импульсом. Поскольку расчет энергий частиц во времяпролетном спектрометре основан на измерении времени пролета и массе регистрируемой частицы, это также приводит к ошибкам в определении энергий частиц.

Существенное упрощение процедуры расчета обеспечивает предлагаемый нами подход, в котором электрическое и магнитное поля задаются в аналитическом виде, учитывающем краевые эффекты, а расчет траекторий заряженных частиц в этих полях осуществляется численным решением

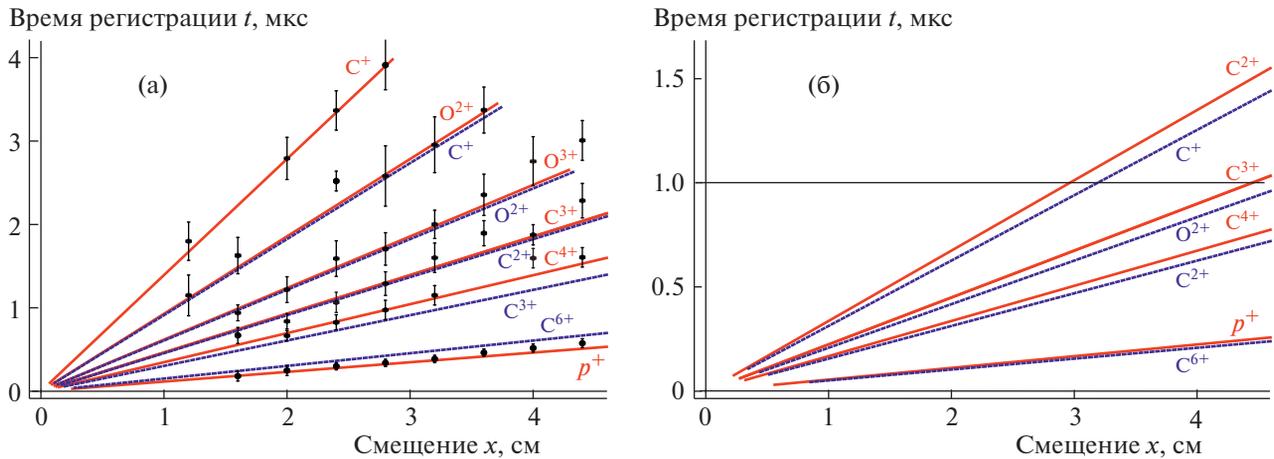


Рис. 9. Зависимости момента регистрации иона от смещения м.к.п. (углеродная мишень) для: **а** – времяпролетного магнитного спектрометра и **б** – для магнитов, используемых в масс-спектрометре Томсона. Непрерывные кривые соответствуют магнитному полю с учетом краевых эффектов, штриховые – магнитному полю с резкими границами, экспериментальные результаты отмечены точками.

уравнений движения. Проведенные нами расчеты для двух конфигураций используемых в экспериментах ионных спектрометров: времяпролетного с магнитной сепарацией и масс-спектрометра Томсона с комбинированной электро- и магнитостатической сепарацией, а также сравнение с экспериментальными данными показали эффективность предлагаемого подхода и хорошее соответствие эксперименту. Таким образом, представленный в настоящей работе подход су-

щественно упрощает не только исходное проектирование ионных спектрометров, но и облегчает анализ экспериментальных данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-32-00416 и 19-02-00104.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотруднику ООО Владикавказский технологический центр “Баспик” Валерию Муратовичу Доеву за помощь в разработке детектора ионов для масс-спектрометра Томсона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. № 2. P. 309
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.309>
2. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // Reports on Progress in Physics. 2012. V. 75(5). P. 056401.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/5/056401>
3. Macchi A. // A Review of Laser-Plasma Ion Acceleration. 2017. P. 1–24. Retrieved from <http://arxiv.org/abs/1712.06443>
4. Ledingham K.W.D., Galster W., Sauerbrey R. // BJR. 2007. V. 80. № 959. P. 855.
<https://doi.org/10.1259/bjr/29504942>
5. Ledingham K.W.D., McKenna P., Singhal R.P. // Science. 2003. V. 300. № 5622. P. 1107.
<https://doi.org/10.1126/science.1080552>
6. Volkov R.V., Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Mikheev P.M., Savel'ev A.B., Sevast'yanov V.D., Chernysh V.S., Chutko O.V. // JETP Letters. 2000. V. 72. № 8. P. 401.
<https://doi.org/10.1134/1.1335116>

Отклонение электрическим полем z , см

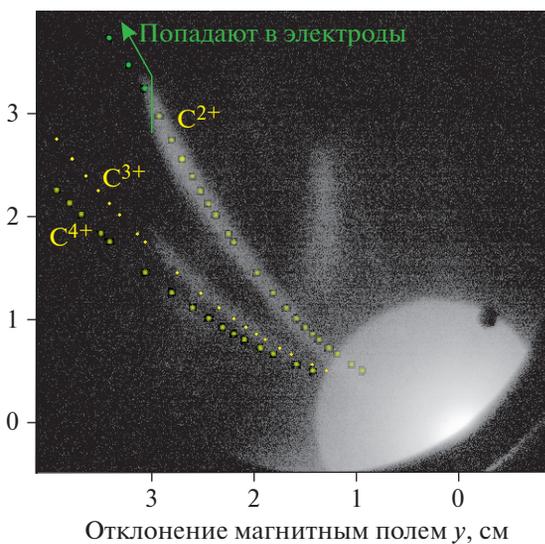


Рис. 10. Изображение с люминофора масс-спектрометра Томсона и соответствующие теоретические зависимости смещений ионов в электрическом и магнитном полях. Яркое пятно в правом нижнем углу соответствует засветке рентгеновским излучением плазмы.

7. *Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T., Singhal R.P., Santala M.I.K., Clark E., Watts I., Beg F.N., Zepf M., Krushelnick K., Tatarakis M., Dangor A.E., Norreys P.A., Allott R., Neely D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. № 5. P. 899.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.899>
8. *Hah J., Nees J.A., Hammig M.D., Krushelnick K., Thomas A.G.R.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2018. V. 60. № 5. P. 054011.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab327>
9. *Tsybalov I.N., Volkov R.V., Eremin N.V., Ivanov K.A., Nedorezov V.G., Paskhalov A.A., Polonskij A.L., Savel'ev A.B., Sobolevskij N.M., Turling A.A., Shulyapov S.A.* // *Physics of Atomic Nuclei.* 2017. V. 80(3). P. 397.
<https://doi.org/10.1134/1.1335116>
10. *Пикуз С.А. мл., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Лавриченко Я.С., Беляев В.С., Клоушиков В.Ю., Матафонов А.П., Русецкий А.С., Рязанцев С.Н., Бахмутова А.В.* // *Теплофизика высоких температур.* 2016. Т. 54. № 3. С. 453.
<https://doi.org/10.7868/S0040364416030169>
11. *Volkov R.V., Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Dzhidzhoev M.S., Lachko I.M., Mar'in B.V., Mikheev P.M., Savel'ev A.B., Uryupina D.S., Shashkov A.A.* // *Quantum Electronics.* 2003. V. 33. № 11. P. 981.
<https://doi.org/10.1070/qe2003v033n11abeh002534>
12. *Shulyapov S.A., Mordvintsev I.M., Ivanov K.A., Volkov R.V., Zarubin P.I., Ambrožová I., Turek K., Savel'ev A.B.* // *Quantum Electronics.* 2016. V. 46. № 5. P. 432.
<https://doi.org/10.1070/QEL16032>
13. *Harres K., Schollmeier M., Brambrink E., Audebert P., Blažević A., Flippo K., Gautier D.C., Geißel M., Hegelich B.M., Nürnberg F., Schreiber J., Wahl H., Roth M.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79. № 9. P. 093306.
<https://doi.org/10.1063/1.2987687>
14. *Freeman C.G., Fiksel G., Stoeckl C., Sinenian N., Canfield M.J., Graeper G.B., Lombardo A.T., Stillman C.R., Padalino S.J., Mileham C., Sangster T.C., Frenje J.A.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. № 7. P. 073301
<https://doi.org/10.1063/1.3606446>
15. *Carroll D.C., Brummitt P., Neely D., Lindau F., Lundh O., Wahlström C.-G., McKenna P.* // *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 2010. V. 620. № 1. P. 23.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.01.054>
16. *Rhee M.J.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1984. V. 55. № 8. P. 1229
<https://doi.org/10.1063/1.1137927>
17. *Cutroneo M., Torrisi L., Cavallaro S., Ando' L., Velyhan A.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2014. V. 508. № 1.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/508/1/012020>
18. *Morrison J.T., Willis C., Freeman R.R., Van Woerkom L.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. № 3. P. 033506.
<https://doi.org/10.1063/1.3556444>
19. *Rieker G.B., Poehlmann F.R., Cappelli M.A.* // *Phys. Plasmas.* 2013. V. 20. № 7. P. 073115.
<https://doi.org/10.1063/1.4816028>
20. *Engel-Herbert R., Hesjedal T.* // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. № 7. P. 074504.
<https://doi.org/10.1063/1.1883308>
21. *Palmer H.B.* // *Trans. Am. Inst. Electr. Eng.* 1937. V. 56. № 3. P. 363.
<https://doi.org/10.1109/T-AIEE.1937.5057547>
22. *Rogowski W.* // *Arch. Elektrotech.* 1923. V. 12. P. 1.
23. *Valluri S.R., Jeffrey D.J., Corless R.M.* // *Can. J. Phys.* 2011. V. 78. № 9. P. 823.
<https://doi.org/10.1139/p00-065>
24. *Schneider R.F., Luo C.M., Rhee M.J.* // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1063/1.335389>
25. *Cobble J.A., Flippo K.A., Offermann D.T., Lopez F.E., Oertel J.A., Mastrosimone D., Letzring S.A., Sinenian N.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. № 11. P. 113504.
<https://doi.org/10.1063/1.3658048>