

УДК 533.952

Регистрация поляризационных свойств тормозного и линейчатого излучения микропинча в рентгеновском диапазоне*А.Н. Долгов, Н.А. Клячин, Д.Е. Прохорович*

Осуществлена регистрация К-спектра железа в микропинчевом разряде с применением поляризационно-чувствительной методики. Обнаружено, что тормозное излучение и линейчатое излучение многозарядных ионов обладают различающейся преимущественной ориентацией электрического поля волны. Предложен механизм формирования поляризации рентгеновского излучения, генерируемого в плазме микропинча.

PACS: 52.58.Lq

Ключевые слова: микропинчевый разряд, излучение многозарядных ионов, источник, ионная эмиссия, поляризации рентгеновского излучения.

Введение

Поляризация – одно из фундаментальных свойств электромагнитного излучения, состоящее в неравноправии различных направлений в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Поляризацией называют также геометрические характеристики, которые отражают особенности этого неравноправия [1]. Приборы, предназначенные для поляризационных измерений в оптическом диапазоне спектра (поляриметры или анализаторы поляризации света) находят широкое применение для фотометрических и пирометрических измерений, изучения механических напряжений в конструкциях, для исследования электронной структуры атомов и молекул, а также кристаллов. В медицине и биологии указанные приборы используются для определения концентрации оптически активных веществ

В поляризационных анализаторах оптического диапазона используется одно из трех физических явлений: поляризация при отражении или преломлении света на границе раздела двух прозрачных сред (призма Николя, призма Глана); линейный дихроизм (поляроиды); двойное лучепреломле-

ние (призмы Волластона, Рошона, Сенармона) [2–5].

При исследованиях сильноточных импульсных разрядов типа Z-пинча применение техники поляризационных измерений на основе магнитного вращения плоскости поляризации зондирующего лазерного излучения, обусловленного эффектом Фарадея, впервые позволило экспериментальными методами изучить пространственную структуру и динамику магнитного поля. В дальнейшем это дало возможность восстановить распределение тока в плазме разряда и обнаружить ранее неизвестные особенности развития пинч-эффекта [6].

Исследования, проводимые с лабораторными источниками высокотемпературной плазмы, потребовали смещения области приложения поляриметрических измерений в рентгеновскую область спектра. Дифракционная рентгеновская спектроскопия высокого разрешения является незаменимым источником информации о протекающих процессах и значениях важнейших параметров, таких как электронная плотность и температура, ионизационное состояние, например, в лазерной плазме и плазме сильноточных разрядов в самых экстремальных условиях. Так как поляризация даже двух близлежащих линий может быть неодинакова, то при измерениях относительных интенсивностей с помощью аппаратуры, чувствительной к поляризации рентгеновского излучения, возникает необходимость введения поправок. Таким образом, изучение поляризации линейчатого рентгеновского излучения, спектр которого используется для определения параметров плазмы по относительной интенсивности

Долгов Александр Николаевич, профессор.
Клячин Николай Альбертович, доцент.
Прохорович Дмитрий Евгеньевич, доцент.
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.
Тел.: 8 (495) 788–56–99.
E-mail: alnikdolgov@mail.ru; prokhorovich73@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2013 г.

© Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е., 2013

линий, становится актуальной задачей диагностики плазмы. Отметим, что поляризация излучения ионов высокой кратности была зарегистрирована в солнечной короне, лазерной плазме, плазменном фокусе, вакуумной искре, однако поляризация излучения не была обнаружена в токамаке [7–11].

Целью данной работы являлось исследование поляризационных свойств тормозного и линейчатого излучения микропинча в рентгеновском диапазоне, что необходимо для понимания механизма формирования поляризации рентгеновского спектра в данных условиях.

Методика поляризметрических измерений

В рентгеновской области причиной поляризации линейчатого спектра может служить анизотропия функции распределения электронов по скоростям или присутствие сильных электромагнитных полей. Измерение поляризации рентгеновского излучения основано на следующем свойстве коэффициента брэгговского отражения от плоскости кристалла: при угле падения излучения, равном 45° , (т.е. равном углу Брюстера для рентгеновского излучения) отражается только одна поляризованная компонента излучения.

Из оптики известно, что если выполняется условие $\tan \alpha = n$, где α — угол падения, n — показатель преломления среды, на границе с которой происходит отражение, то отраженный в вакуум (или среду, близкую к нему по оптическим свойствам) луч полностью поляризован [2]. Соответствующий угол отражения называют углом Брюстера или углом полной поляризации. В случае рентгеновских лучей диэлектрическая проницаемость ϵ для всех веществ близка к единице, и $n = \sqrt{\epsilon} = 1$. Другими словами, угол Брюстера близок к величине 45° .

Таким образом, при брэгговском отражении под углом Брюстера из двух компонент падающей рентгеновской волны (т.е. π -компоненты, вектор напряженности электрического поля которой лежит в плоскости дисперсии, и σ -компоненты, вектор напряженности электрического поля которой ортогонален плоскости дисперсии) от кристалла отражается только σ -компонента. Используя два идентичных кристалла, плоскости дисперсии которых взаимно ортогональны (или один кристалл, но в двух последовательных сериях экспериментов с различающейся пространственной ориентацией плоскости дисперсии), а углы падения на кристалл близки к 45° , можно анализировать поляризацию излучения для двух взаимно ортогональных направлений вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны и далее судить о том, каков механизм возникновения анализируемого излучения.

Известен спектрополяриметр, который использует некоторые свойства кристаллов с гексагональной структурой, например, кварца и позволяет с помощью единственного кристалла из падающего излучения выделить две взаимно ортогональные компоненты поляризации [7]. Применение подобного прибора, по-видимому, является наиболее корректным способом исследования поляризации рентгеновского излучения, испускаемого импульсным источником в обстоятельствах, когда условия генерации излучения от импульса к импульсу не являются абсолютно идентичными. Описанный в [7] прибор продемонстрировал высокое спектральное разрешение при работе с точечным источником излучения, однако спектральный интервал регистрируемого излучения оказался ограничен ближайшими окрестностями одной единственной линии характеристического рентгеновского излучения.

Схема эксперимента

Авторы представляемой работы исследовали поляризационные свойства рентгеновского излучения плазмы микропинчевого разряда. Разряд осуществлялся в устройстве типа низкоиндуктивной вакуумной искры [9] в парах материала электродов. Геометрия электродной системы — коаксиальная, анод (выполненный из стали марки Ст. 3) — цилиндр диаметром 3 мм с коническим наконечником, катод (латунный) — цилиндр диаметром 20 мм с плоским основанием и сквозным отверстием по оси симметрии диаметром 1–2 мм, сделанным с целью улучшить условия формирования осесимметричного столба плазмы в промежутке длиной 5–7 мм между электродами (см. рис. 1).

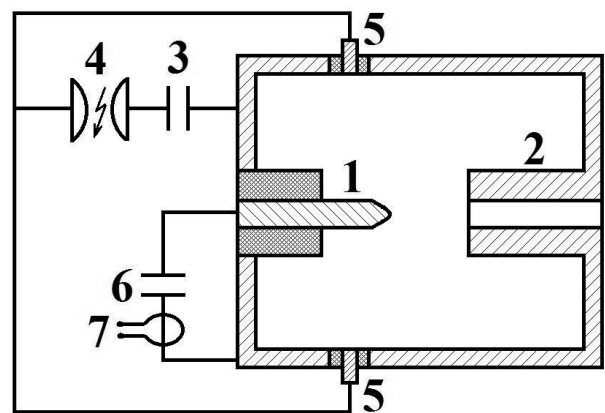


Рис. 1. Схема разрядного устройства. 1 — внутренний электрод (катод), 2 — внешний электрод (анод), 3 — конденсатор иницирующего устройства, 4 — управляемый вакуумный разрядник, 5 — электроды иницирующего устройства, 6 — конденсаторная батарея, питающая основной разряд, 7 — пояс Роговского для измерения тока разряда.

Разряд инициируется в вакуумной камере при начальном вакууме не хуже 10^{-4} мм рт. ст. в результате срабатывания 4-х радиально расположенных вспомогательных искровых разрядных устройств эрозионного типа, выбрасывающих в межэлектродное пространство облако разреженной фор-плазмы и создающих первоначальную проводящую среду для протекания тока с конфигурацией Z-пинча. Источник тока пинча — батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов, заряжаемых до напряжения 10–12 кВ. Максимальная сила тока в разряде ~ 150 кА достигается за время 1,5–2 мкс после старта. Энергия, первоначально запасаемая в конденсаторной батарее, составляет 600–800 Дж. Энергетика вспомогательных устройств, инициирующих разряд Z-пинча, составляет 3–5 Дж.

Сигнал с магнитного зонда, регистрирующего производную тока разряда, а также изображения зоны разряда, полученные с помощью двух рентгеновских камер-обскур в спектральных диапазонах $\lambda \leq 1,5$ нм и $\lambda \leq 0,3$ нм, свидетельствуют о том, что процесс пинчевания канала тока развивается вплоть до образования так называемого микропинча, т.е. области горячей плотной плазмы микронных размеров [6, 9]. Известно, что микропинчевая область в разрядных устройствах вышеописанного типа образуется в продуктах эрозии анода [12]. Ранее проведенные спектрометрические исследования характеристического излучения разряда на установке, использованной в описываемых ниже экспериментах, никаких отступлений от этого правила не обнаружили.

Для исследования поляризационных свойств рентгеновского излучения в области К-спектра железа была использована спектрополяриметрическая схема с единичным анализирующим кристаллом, который устанавливался за пределами вакуумной камеры на юстировочном столике, имея плоскость дисперсии либо параллельной, либо ортогональной к оси разряда. В одной серии экспериментов выделялось только одно из двух взаимно ортогональных направлений вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны (рис. 2). За пределы вакуумной камеры рентгеновское излучение выводилось через бериллиевое окно толщиной 100 мкм, что обеспечивало практически полное пропускание излучения с длиной волны $\lambda \leq 0,2$ нм. В качестве анализирующего элемента использовался изогнутый кристалл кварца с фокусировкой по схеме Иоганна с $2d = 0,850$ нм и $k = 3$, где d — межплоскостное расстояние кристалла, k — порядок регистрируемого спектра. Радиус кривизны кристалла составлял 325 мм и обеспечивался металлическим дер-

жателем, состоящим из двух притертых частей, между которыми зажимался кристалл толщиной 0,2 мм. Размер рабочей поверхности кристалла — 20x30 мм. В качестве детектора излучения использовалась медицинская рентгеновская фотопленка. Регистрация спектра в каждой серии экспериментов при определенной ориентации плоскости дисперсии анализирующего элемента относительно оси разряда требовала осуществить 50 разрядов.

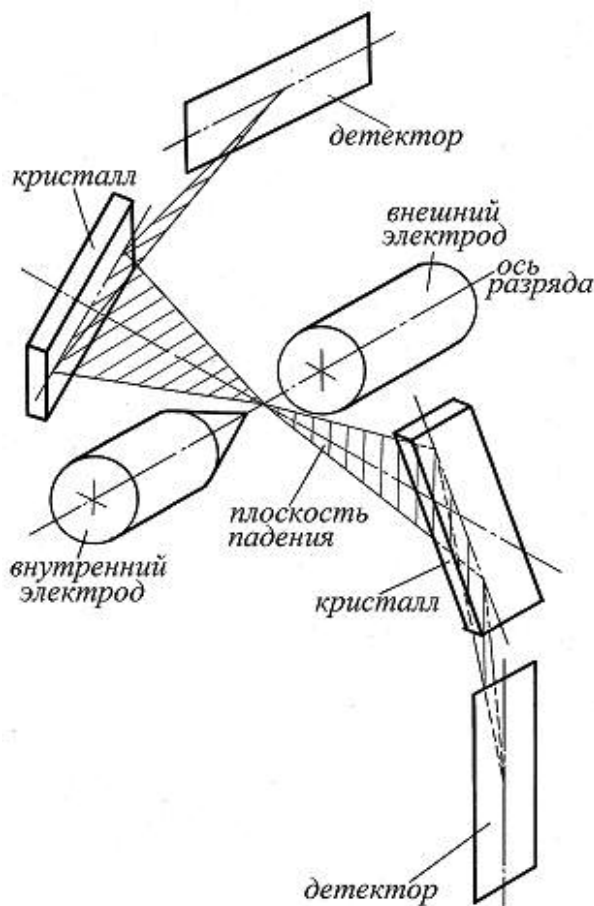


Рис. 2. Схема регистрации спектра рентгеновского излучения разряда с применением поляризационно-чувствительной методики.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 3 представлены прописи (денситограммы) спектров, зарегистрированных для двух случаев пространственной ориентации плоскости дисперсии анализирующего кристалла: А — плоскость дисперсии ортогональна оси разряда, С — плоскость дисперсии параллельна оси разряда. В случае А выделяется компонента вектора напряженности электрического поля волны, направленная вдоль оси разряда, в случае С — поперек оси разряда. Сравнение двух спектров, отличающихся выделенным направлением электрического поля волны, позволяет прийти к следующим выводам.

Направление электрического поля регистрируемой волны для тормозного излучения плаз-

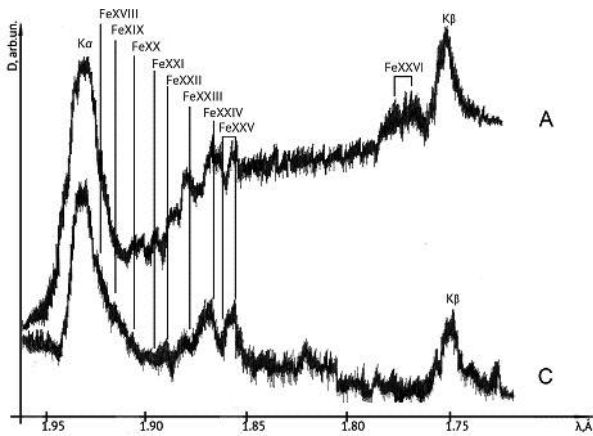


Рис. 3. Денситограммы спектров, зарегистрированных для двух случаев пространственной ориентации плоскости дисперсии анализирующего кристалла: А — плоскость дисперсии ортогональна оси разряда; С — плоскость дисперсии параллельна оси разряда.

мы разряда в области К-спектра железа и линейчатого, идентифицируемого как излучение водородоподобного иона железа FeXXVI, а также, по-видимому, K_{α} -линии и излучения ионов низких зарядностей, линии которых сливаются с K_{α} -линией на спектрограмме, оказывается преимущественно параллельным оси разряда. Более того, касаясь тормозного излучения в области К-спектра и излучения водородоподобного иона, можно сказать, что их поляризация вдоль оси разряда ярко выражена на спектрограммах.

Направление электрического поля регистрируемой волны для линейчатого излучения, идентифицируемого как излучение бериллиеподобного, литиеподобного и гелиеподобного ионов железа FeXXIII—FeXXV, имеет как продольную, так и поперечную по отношению к оси разряда компоненты электрического поля, причем вклад обеих компонент сопоставим по величине. Излучение ионов FeXVIII—FeXIX, по-видимому, обладает преимущественной ориентацией электрического поля волны, поперечной по отношению к оси разряда.

Каким образом можно трактовать наблюдаемые особенности зарегистрированного К-спектра излучения плазмообразующего элемента разряда?

Тормозное излучение, в основном, является продуктом распространения в плазме разряда вдоль его оси потока высокоэнергетичных электронов, средняя кинетическая энергия которых значительно превышает среднюю энергию, отвечающую достигаемой в пинче температуре. Рождение потока высокоэнергетичных электронов, как об этом свидетельствуют экспериментальные данные, связано с образованием микропинчевой области [13—15]. В пользу этого же утверждения говорит и тот факт, что с ростом энергии реги-

стрируемых квантов в спектре А спектральная плотность тормозного континуума возрастает. Поляризация излучения ионов низкой кратности, вероятно, обусловлена опережающим развитием процесса ускорения электронной компоненты по сравнению с процессом 2-го (радиационного) сжатия, приводящего к наиболее глубокому развитию пинч-эффекта и формированию микропинча в разряде [16—19]. Высокая степень поляризации излучения водородоподобного иона, возможно, связана с продолжающимся ускорением электронов в плазме перетяжки. Впрочем, преимущественная поляризация электрического поля волны, испускаемой ионами в плазме пинча, вдоль оси разряда может быть обусловлена непосредственно воздействием электрического поля резистивной природы, возникающего в результате формирования перетяжки плазменного канала тока. Вытекание плазмы из перетяжки неизбежно приводит к падению числа носителей заряда в поперечном сечении токового шнура и, как следствие, к увеличению скорости их токового дрейфа, что должно иметь результатом развитие, например, ионно-звуковой неустойчивости и значительное падение электропроводности плазмы в перетяжке [20]. Действительно, при токе в разряде $\sim 10^5$ А на стадии, предшествующей развитию перетяжки, радиус токового шнура составляет $r \approx 10^{-3}$ м, электронная плотность $n \approx 10^{25}$ м⁻³ и температура $T \approx 20$ эВ, соответственно, скорость токового дрейфа электронов $v_D \approx 2 \cdot 10^4$ м/с по порядку величины сравнима со средней тепловой скоростью ионов $v_T \approx 8 \cdot 10^3$ м/с, а омическое сопротивление плазмы определяется кулоновским рассеянием электронов на ионах. На стадии 1-го сжатия, где $r \approx 10^{-4}$ м, и $n \approx 10^{26}$ м⁻³, $T \approx 50$ эВ, получаем $v_D \approx 2 \cdot 10^5$ м/с $\gg v_T \approx 10^4$ м/с. На стадии 2-го сжатия при $r \approx 10^{-6}$ – 10^{-5} м, $n \approx 10^{28}$ м⁻³, $T \approx 1$ кэВ получаем $v_D \approx 2 \cdot 10^5$ – $2 \cdot 10^7$ м/с $\gg v_T \approx 6 \cdot 10^4$ м/с [18, 19, 21].

Приведенные оценки демонстрируют, что формирование перетяжки в микропинчевом разряде неизбежно должно приводить к развитию ионно-звуковой неустойчивости и аномальному падению проводимости плазмы за счет эффективного рассеяния электронов на колебаниях. При достаточно незначительном падении силы тока, протекающего по перетяжке, что зафиксировано в экспериментах, это означает рост падения потенциала на длине перетяжки до величин, значительно превосходящих величину исходного напряжения на источнике тока (так называемое явление перенапряжения). Появление продольного квазистатического электрического поля проявляет себя в виде генерации пучка электронов

высоких энергий, присутствие которого в плазме разряда обнаруживается по виду спектра тормозного рентгеновского излучения [13], а также по результатам прямой регистрации электронной эмиссии из плазмы разряда [14, 15]. Судя по энергиям регистрируемых электронов пучка, ускоряющая их разность потенциалов имеет величину $U \approx 10^5$ В. При длине перетяжки $h \approx 10^{-4}$ м в 1-м сжатии напряженность ускоряющего поля составит $E \approx 10^9$ В/м. При длине перетяжки во 2-м сжатии $h \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ м оценка дает величину $E \approx 10^{10} - 10^{11}$ В/м, что сравнимо с величиной внутриатомных полей. Такое поле, по-видимому, способно оказать решающее влияние на поляризацию излучения многозарядных ионов. Отметим, что имеется сообщение о наблюдении преимущественно продольной (по отношению к оси разряда типа вакуумная искра) поляризации тормозного рентгеновского излучения нетеплового происхождения в близкой спектральной области $h\nu \approx 10$ кэВ [22].

Преобладание поперечной поляризации электрического поля волны в излучении, по крайней мере, ионов FeXVIII—FeXIX может быть связано с раскачкой поперечных колебаний в области перетяжки и возникающими в связи с этим явлением значительными радиальными микроскопическими электрическими полями. Согласно модельным расчетам, подтверждаемым экспериментальными данными, ионы FeXVIII—FeXXII возникают как раз в процессе достижения максимального сжатия плазмы в перетяжке [18, 19, 21].

Если мы пренебрежем джоулевым выделением тепла, лучистыми потерями энергии, теплопроводностью, вязкостью и, вообще, диссипативными процессами, то сжатие токового канала в Z-пинче магнитными силами будет представлять собой при математическом моделировании адиабатический процесс. В адиабатических условиях система совершала бы незатухающие радиальные колебания [23]. Учет джоулева тепловыделения и диссипативных процессов приводит в модельных расчетах к следующим результатам. Если ток в разряде меньше тока Пиза-Брагинского [24, 25], то джоулево выделение тепла превосходит потери энергии на излучение — доминирующий канал потери энергии из пинча. В этом случае отклонение от предыдущей ситуации происходит в сторону большего нагрева плазмы. В конечном счете, температура превысит некоторый критический предел, и система будет расширяться. Когда же ток в разряде превышает значение тока Пиза-Брагинского, лучистые потери энергии превышают джоулево тепловыделение, и радиационное охлаждение замедляет рост температуры при сжатии по сравнению с адиабатическим процес-

сом [26]. В результате, лучистые потери энергии будут уменьшать энергию радиальных колебаний плазмы.

Оценки показывают, что электрические поля в такого рода колебаниях действительно могут достигать величин, необходимых для поляризации рентгеновского излучения в линиях многозарядных ионов [9]. В дальнейшем, в процессе расширения перетяжки радиальные колебания, вероятно, затухают и их влияние на поляризацию испускаемого излучения падает. В то же время, согласно имеющимся экспериментальным данным и модельным расчетам [21, 27, 28], электронная температура и кратность ионизации атомарных частиц в плазме перетяжки за счет джоулева нагрева в условиях аномальной электропроводности продолжает возрастать. По мере затухания колебаний на первое место вновь выступает влияние на поляризацию испускаемого излучения продольного электрического поля резистивной природы. В процессе затухания радиальных колебаний, по-видимому, высвечиваются линии ионов FeXXIII—FeXXV. Ярко выраженное в спектре А излучение водородоподобного иона FeXXVI соответствует, таким образом, моменту прекращения поперечных колебаний.

Присутствие в плазме перетяжки значительных радиальных колебаний имеет экспериментальное подтверждение. Пространственно-временные измерения интенсивности мягкого рентгеновского излучения плазмы микропинчевого разряда, выполненные с высоким разрешением во времени и в пространстве, позволили автору [29, 30] выявить поперечные колебания плазмы в момент наибольшего сжатия. Полагается, что наблюдались магнитнозвуковые колебания, которые и несут ответственность за обнаруженный эффект «мерцания» мягкого рентгеновского излучения.

Заключение

В работе осуществлена регистрация K-спектра железа в плазме микропинчевого разряда с применением поляризационно-чувствительной методики. Была использована особенность брэгговского отражения рентгеновского излучения при падении на поверхность диспергирующего кристалла под углом, близким к углу Брюстера. Исследовалась ориентация электрического поля регистрируемых волн по отношению к оси разряда на различных участках спектра.

Обнаружено, что тормозное излучение, линейчатое излучение ионов низких кратностей и излучение водородоподобного иона железа FeXXVI обладают преимущественно продольной ориентацией электрического поля волны. Наоборот, ли-

нейчатое излучение ионов FeXVIII—FeXIX обладает преимущественно поперечной ориентацией электрического поля волны. Линейчатое излучение ионов FeXXIII—FeXXV имеет сопоставимые по величине составляющие вектора напряженности электрического поля волны как в продольном, так и в поперечном направлении.

Особенности поляризации излучения плазмы микропинча могут быть объяснены действием следующих механизмов. Поляризация тормозного излучения и линейчатого излучения ионов низкой кратности обязана своим происхождением турбулизации плазмы пинча, формирующегося в результате 1-го, т.н. магнитогидродинамического сжатия, и опережающему развитию процесса ускорения электронов по отношению к процессу 2-го, т.н. радиационного сжатия. Формирование пучка высокоэнергетичных электронов, распространяющегося в плазме разряда, происходит под действием квазистатического электрического поля резистивной природы. При достижении максимального сжатия пинчуемой плазмы в области перетяжки возбуждаются поперечные колебания высокой амплитуды, приводящие к возникновению радиальных электрических микроскопических полей, оказывающих заметное влияние на поляризацию излучения ионов FeXVIII—FeXXV. Поляризация электрического поля волны в излучении иона FeXXVI — выражено продольная, вероятно, в силу затухания радиальных колебаний плазмы пинча на стадии существования этих ионов и обусловлена, главным образом, воздействием сильного продольного электрического поля резистивной природы.

Литература

1. Шерклифф У. Поляризованный свет. —М.: Мир. 1965.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. —М.: Наука. 1976.
3. Джерасси К. Дисперсия оптического вращения. — М.: Мир. 1962
4. Калашников В.С. Справочник по клинико-биологическим исследованиям и лабораторной диагностике. — М.: МЕДпрессинформ. 2009.
5. Вовченко Е.Д., Кузнецов А.П., Савелов А.С. Лазерные методы диагностики плазмы. Учебное пособие. МИФИ. 2008.
6. Веретенников В.А., Гурей А.Е., Писарчик Т. и др.// Физика плазмы. 1990.Т. 7. № 2. С. 218.
7. Степаненко А.М. Исследование плазмы сильноточных пинчевых разрядов методами спектроскопии и интерферометрии. Дисс... канд.физ.— мат.наук. —М.: НИЦ «Курчатовский Институт». 2012.
8. Fujimoto T., Iwatae A. Plasma Polarization Spectroscopy. New York. Springer. 2007
9. Баронова Е.О., Вихрев В.В., Гурей А.Е. и др.// Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 1. С. 25.
10. Лукуз С.А. X-пинч. Экспериментальные исследования. Дисс... докт.физ.— мат.наук. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН. 2007.
11. Котов Ю.Д., Юров В.Н., Глянченко А.С. и др.// 7-я конференция «Физика плазмы в солнечной системе», 06–10 февраля 2012 г. Сборник тезисов докладов. ИКИ. Москва. С. 59.
12. Cohen L., Feldman V., Swartz M., Underwood J.H.// J. Opt. Soc. Am. 1968. V. 58. No. 6. P. 843.
13. Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Лятидевский В.К. и др.// Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
14. Горбунов А.А., Гулин М.А., Долгов А.Н. и др.// Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 50. Вып.7. С. 320.
15. Гулин М.А., Долгов А.Н., Кириченко Н.Н. и др.// ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 10. С. 1309.
16. Вихрев В.В.// Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. Вып. 2. С. 104.
17. Блинные С.И., Имшенник В.С.// Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 193.
18. Веретенников В.А., Полухин С.Н., Семенов О.Г., Сидельников Ю.В.// Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
19. Веретенников В.А., Грибков В.А., Кононов Э.Я. и др.// Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 2. С. 455.
20. Михайловский А.В. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. —М.: Атомиздат. 1975.
21. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н.// Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
22. Beier R., Bachmann C., Burhenn R.// J. Phys. D: Appl.Phys.1981. V. 14. P. 643.
23. Мейерович Б.Э. Канал сильного тока. —М.: ООО «ФИМА». 1999.
24. Pease R.S.// Proc. Phys. Soc. 1957. V. B70. No. 445. P. 11.
25. Брагинский С.И.// ЖЭТФ. 1957. Т. 33. Вып. 9. С. 645.
26. Shearer F.W.// Phys. Fluids. 1976. V. 19. No. 9. P. 1426.
27. Кононов Э.Я., Кошелев К.Н., Сидельников Ю.В.// Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 927.
28. Morita S., Fujita J.// J. Phys. Soc. Jap. 1985. V. 52. P. 1957.
29. Миронов Б.Н.// Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 546.
30. Миронов Б.Н.// Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 10. С. 886.

Registration of the polarization properties of micropinch bremsstrahlung and discrete radiation in X-ray range

A.N. Dolgov, N.A. Klyachin, and D.E. Prokhorovich

Moscow Engineering Physics Institute
31 Kashirskoye sh., Moscow, 115409, Russia,
E- mail: prokhorovich73@mail.ru

Registrating the spectrum of iron in micropinch discharge with the use of polarization-sensitive methods it is found that bremsstrahlung and discrete radiation of multiply charged ions have varying the predominant orientation of the electric field of the wave. A mechanism of formation of the polarization of x-ray radiation generated in the plasma of micropinch is proposed.

PACS: 52.58.Lq

Keywords: micropinch, discharge, emission, multi-charged ion source, ion emission, polarization, X-ray radiation.

Bibliography — 30 references

Received September 20, 2013