

5 - Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

Аль Харети Фаваз Мохаммед, аспирант
Махачкала, Дагестанский государственный университет, физический
Оптические картины развития пробоя газов во внешнем магнитном поле
e-mail: fawaz_moh@yahoo.com стр. 225

Бардин Станислав Сергеевич, аспирант
Томск, Томский государственный университет, физический
Моделирование неравновесной He-N₂ газоразрядной плазмы пучкового типа
e-mail: Asves@mail.ru стр. 225

Березуцкий Артем Григорьевич, магистрант 1 года обучения
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, физико-технический
Энергетическая эффективность альфвеновских волн, создаваемых пульсирующей плазмой с магнитным полем
Тищенко Владимир Николаевич, д.ф.-м.н.
e-mail: a.berezuckiy@yandex.ru стр. 226

Левченко Владимир Александрович, аспирант 3 года обучения
Москва, Московский физико-технический институт, молекулярной и химической физики
Генерация ВУФ излучения электрическим разрядом в смеси паров ртути и инертного газа при давлении буфера менее 1 торр
Василяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: msoff@mail.ru стр. 227

Пунанов Иван Федорович, м.н.с.
Екатеринбург, Институт электрофизики УрО РАН
Исследование ионного состава пучков наносекундного вакуумного перекрытия диэлектриков при 140 кВ
Чолах Сеиф Османович, д.ф.-м.н.
e-mail: ivan.punanov@gmail.com стр. 228

Романенко Андрей Леонидович, магистрант 2 года обучения
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Исследование влияния нагрузки на поведение характеристик диода Пирса
Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.
e-mail: Lord.Andre.First@yandex.ru стр. 229

Саламатов Иван Николаевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Исследование зарядового состава потока частиц в зависимости от параметров ионного источника типа End-Hall
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: salamatov-ivan-nikolaevich@mail.ru стр. 231

Саммель Антон Юрьевич, 6 курс
Томск, Томский государственный университет, физико-технический
Испытания прототипа электротермического ускорителя на электробаллистическом стенде НИИ ПММ
Буркин Виктор Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: anton_sammel@mail.ru стр. 232

Терентьева Яна Сергеевна, лаборант
Новосибирск, Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, физический
Излучение теплового следа оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха
Оришич Анатолий Митрофанович, д.ф.-м.н.
e-mail: terentyeva.ya.s.ya@gmail.com стр. 233

Туев Петр Викторович, 4 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Проблема инжекции электронов в кильватерную волну
Лотов Константин Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: ptuevff@gmail.com стр. 235

Чепусов Александр Сергеевич, м.н.с.
Екатеринбург, Институт электрофизики УрО РАН
Модернизация оже-спектрометра для исследования состояния поверхности автоэмиссионных катодов
Корженевский Сергей Романович, к.т.н.
e-mail: chas90@el.ru стр. 236

Спектры излучения искрового разряда высокого давления в аргоне в продольных магнитных полях

Аль-Харети Ф.М.А.

Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.

Дагестанский государственный университет

inporao@mail.ru

Производилась фоторегистрация спектров излучения искрового разряда с временной разверткой 50 нс/мм, для разных по величине значений напряженностей магнитного поля ($H=0-300$ кЭ) для определения его влияния на концентрацию электронов n_e , температуру электронов T_e , и на излучательные характеристики плазмы различных стадий: начальной (лавино-стримерные переходы), формирование катодного пятна, канальной и квазистационарной дуги [1].

В спектре излучения формирующегося искрового разряда регистрируются, через 100-150 нс, спектральные линии начальных стадий – плазменного стримера, максимальная яркость, которых достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

Под действием магнитного поля в ультрафиолетовой области увеличивается интенсивность свечения спектральных линий [2]. В видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля интенсивность линий уменьшается.

Анализ экспериментальных данных проведенной работы позволяет сделать следующие выводы:

1. частичное локальное термодинамическое равновесие (ЧЛТР) устанавливается в течение 10^{-8} с, начиная с начальных стадий разряда (плазменных стримеров);
2. спектр излучения искрового разряда характеризуется интенсивным линейчатым и рекомбинационным излучением в широком диапазоне длин волн (200-600 нм);
3. температура плазмы начальных стадий - плазменного стримера аргона имеет значение $6 \cdot 10^4$ К, а концентрация электронов частиц $\sim 10^{16}$ см⁻³;
4. продольное магнитное поле приводит к росту температуры, концентрации электронов плазмы канала и удельного энерговклада в разряд.

Список публикаций:

[1] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Аль-Харети Ф.М.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в сильных магнитных полях. *Инженерная физика*. №5. М. 2013. С. 50-58.

[2] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Аль-Харети Ф.М.А. Влияние продольного магнитного поля на энергетические характеристики искрового пробоя в газах высокого давления // *ВАНТ (в печати)*, 2015.

Моделирование неравновесной He-N₂ газоразрядной плазмы пучкового типа

Бардин Станислав Сергеевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Asves@mail.ru

Работа по изучению газовых разрядов и математическое моделирование неравновесной плазмы актуально для различных областей науки. Плазма находит широкое применение в различных областях науки, используется для модификации приповерхностных слоев полупроводниковых материалов, для имплантации с целью изменения физических свойств поверхности металлов, для создания рабочих сред лазеров.

В данной работе представлены результаты моделирования импульсной He-N₂ газоразрядной сильно неравновесной плазмы, в разряде пучкового типа. Пучковый тип разряда выбран, так как азотирование в факеле пучкового разряда позволяет обеспечить равномерность доставки атомарного азота к любой области обрабатываемого образца, что обусловлено диффузионным характером движения азота в факеле плазмы пучкового типа. Газоразрядный источник выполнен в виде цилиндрической камеры с катодом и сетчатым анодом. В модель заложено описание всех физических процессов, происходящих в разряде пучкового типа. Данная модель применяется для расчета функции распределения электронов (ФРЭ) и заселенностей электронных состояний тяжелых частиц. В результате моделирования определяются основные механизмы формирования ФРЭ и управления кинетическими процессами в плазме. Вид ФРЭ зависит от условий разряда и состава газовой смеси, следовательно, формирование функции распределения электронов по энергиям в

межэлектродном зазоре и последующая ее релаксация в факеле будет значительно влиять на кинетику компонент плазмы.

Расчет ФРЭ для моделирования столкновительных процессов в плазме, с условиями, описанными выше, проводился методом Монте-Карло. Для расчета ФРЭ, ее пространственно-временной зависимости в He-N₂ плазме, были выбраны сечения столкновительных процессов, происходящих между электронами и тяжелыми частицами. Для применения метода Монте-Карло необходимо знать распределение электрического поля в ускоряющем зазоре. При решении данной задачи использовалось приближение однородного и линейно зависящего, от расстояния до катода, электрического поля в зависимости от времени. В отличие от разряда в чистом гелии, наличие молекулярного газа N₂ в плазме значительно изменяет величину и спектр энергетических потерь электронов за счет снижения пороговых значений энергии и увеличения числа столкновительных реакций с участием электронов и тяжелых частиц.

Типичный вид ФРЭЭ на выходе из ускоряющего зазора включает в себя три области: область медленных электронов, плато быстрых электронов и область пучковых электронов. Область быстрых электронов формируется вторичными электронами, «родившимися» в различных участках межэлектродного зазора аналогичной структурой обладают ФРЭЭ для всех срезов по времени. Полученная ФРЭЭ на выходе из межэлектродного зазора дает возможность анализировать плазмохимический состав факела и достигать заданных параметров его для различных применений. Более подробные результаты моделирования методом Монте-Карло описаны в [1, 2, 3].

Другой этап моделирования - решение уравнений баланса для нахождения концентраций компонент плазмы, которое проводится с использованием кинетического уравнения Больцмана.

$$\frac{\partial(nf)}{\partial t} = -v\nabla(nf) - \frac{Ze}{m} \left\{ E + \frac{1}{c}[v \times H] \right\} \nabla_v(nf) + \frac{\delta(nf)}{\delta t}. \quad (1)$$

где n - концентрация частиц, f - функция распределения, v - скорость частиц, Ze - заряд частицы, m - масса частицы, E и H - напряженности электрического и магнитного полей.

В столкновительной модели учитываются более 50 реакций с участием гелия и молекулярного азота. Для расчета компонентного состава плазмы, исходя из уравнений баланса, включены реакции взаимодействия электронов, ионов и молекул в различных сочетаниях, а так же излучательные процессы. При решении уравнений используется усреднение по ФРЭЭ, полученной методом Монте-Карло, затем данные полученные после решения уравнений баланса используются для уточнения модели ФРЭЭ, что в свою очередь позволяет получить данные согласовывающиеся с экспериментом. В результате, используя данную модель можно рассчитать наиболее оптимальные параметры проведения эксперимента по азотированию обрабатываемого образца.

Таким образом, решение уравнения Больцмана с ФРЭЭ, полученной методом Монте-Карло, позволяет построить более точную кинетическую модель неравновесной плазмы.

Список публикаций:

- [1] Демкин В. П., Мельничук С. В., Борисов А. В. и др. // *Изв. вузов. Физика.* – 2012. – Т. 55. – № 10. – С. 106–111.
 [2] Демкин В. П., Мельничук С. В., Борисов А. В. и др. // *Изв. вузов. Физика.* – 2013. – Т. 56. – № 4. – С. 115–116.
 [3] Demkin V. P., Mel' nichuk S. V., Borisov A. V. And Bardin S.S. // *Physics of Plasmas* – 2013. – 123501.

Энергетическая эффективность альфвеновских волн, создаваемых пульсирующей плазмой с магнитным полем

Березуцкий Артем Григорьевич

Новосибирский государственный технический университет

Тищенко Владимир Николаевич, д.ф.-м.н.

a.berezuckiy@yandex.ru

В работах [1, 2] показано, что пульсирующий плазменный источник (далее – источник) может создавать в космической плазме с магнитным полем узкие квазистационарные волны (КВ) – альфвеновские (АКВ) и медленные магнитозвуковые (МКВ), распространяющиеся вдоль магнитного поля. В настоящей работе сравнивается затухание АКВ, создаваемой дугой из N пульсаций с затуханием альфвеновской волны от одиночной плазменной вспышки, энергия которой равна энергии дуга. Интерес к АКВ связан с тем, что она переносит момент импульса – вращение плазмы. АКВ представляет крутильные колебания магнитного поля и характеризуется круговым магнитным полем и продольным током J_z на оси АКВ.

С использованием численного моделирования, проводимого на суперкомпьютере, исследовались АКВ, создаваемой цугом из 100 импульсов и одиночным импульсом. Энергия одиночного импульса равна $Q = 100$ (безразмерное значение), энергия вспышек в цуге равна $q=1$, а суммарная энергия цуга - $100 \cdot q = 100$. На рисунке показан расчет распределения оси симметрии продольного тока в альфвеновской волне и в АКВ для различных моментов времени. Как видно АКВ распространяется практически без затухания.

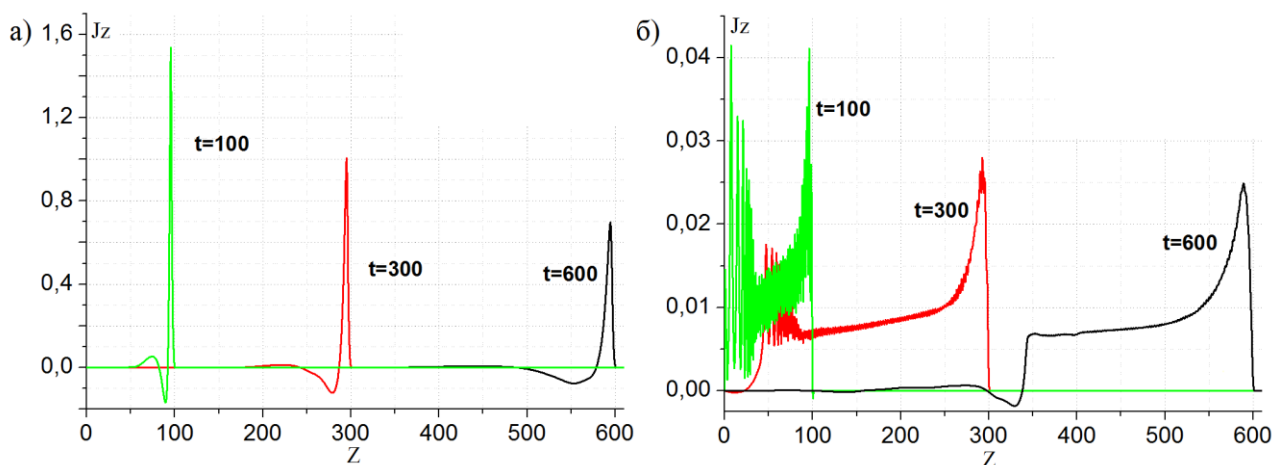


рис.1 Распространение одиночного импульса (энергия в импульсе $Q=100$) (рис.1 а). Распространение АКВ создаваемой цугом из 100 импульсов (энергия в импульсе $Q=1$) (рис.1 б). Заряд ионов $Z_i=2$, масса ионов источника $M_{ii}=207$.

Скорость затухания альфвеновских волн увеличивается при повышении их частоты, которая обратно пропорциональна длине волны $f \sim 1/L$. Для одного импульса с энергией длина равна $L \sim (Q)^{1/6}$. АКВ формируется в результате последовательности из N вспышек плазмы с энергией q и длина равна

$L_{\text{АКВ}} \sim N \cdot (q)^{1/6} / \omega$, где q энергия одной вспышки, а $\omega \approx 0.25 - 0.4$ безразмерная частота пульсаций плазмы [2]. Форма АКВ имеет вид "палочки", поперечный размер примерно равен динамическому радиусу R_d вспышки. Отношение длины АКВ к длине волны от одной большой вспышки с энергией $Q = N \cdot q$ равно $L_{\text{АКВ}}/L \sim N^{5/6} / \omega$, а отношение характерных частот $f_{\text{АКВ}}/f \sim \omega / N^{5/6}$.

Таким образом, увеличивая число импульсов можно создать АКВ, длина, которой много больше, чем от одной вспышки. Это позволяет более чем на порядок понизить характерную частоту АКВ и, тем самым, уменьшить затухание АКВ.

Список публикаций:

- [1] В.Н.Тищенко, И.Ф.Шайхисламов. Квантовая электроника, 40, 464 (2010).
 [2] В.Н.Тищенко, И.Ф.Шайхисламов. Квантовая электроника, 44, 98 (2014).

Генерация ВУФ излучения электрическим разрядом в смеси паров ртути и инертного газа при давлении буфера менее 1 торр

Левченко Владимир Александрович

Московский физико-технический институт

Василяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н.

msoff@mail.ru

Амальгамные газоразрядные лампы низкого давления (амальгамные ГРЛНД) в настоящее время широко используются при решении ряда задач, таких как очистка воды и воздуха, обработка поверхностей, дезинфекция и др. Такие источники имеют высокий КПД (30-45%) преобразования электрической энергии в УФ излучение при достаточно высокой погонной мощности разряда (1,5 - 4 Вт/см). Данные лампы достаточно экологичны и безопасны, поскольку ртуть в холодной лампе находится в связанном состоянии в виде амальгамы, и лишь небольшая её часть выходит в разряд во время работы лампы. Наиболее распространены "безозоновые" ГРЛНД, при разработке которых велись работы по увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 254 нм. Однако в спектре излучения ртути присутствует и другая резонансная линия с длиной волны 185 нм. Использование амальгамных ГРЛНД с излучением на двух резонансных линиях широко распространено при очистке воздуха от запахов за счет наработки озона и последующих фотохимических

реакций разложения. Поэтому разработка амальгамных ГРЛНД с высоким КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм представляет собой существенный интерес.

При разработке амальгамных ГРЛНД необходимо определить ряд параметров, существенно влияющих на эффективность генерации целевого излучения. В числе этих параметров находятся давление и состав смеси буферных газов, плотность тока разряда, состав амальгамы. В работе [1] была замечена тенденция к увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм при давлениях буферной смеси менее 0,7 Торр, однако эта область давлений буферной смеси была изучена слабо, поскольку представляет малый практический интерес при разработке электродных ламп в виду быстрого испарения оксидного покрытия вольфрамовых электродов и, как следствие, малому сроку службы ламп. Тем не менее, стоит отметить, что поиск оптимальных параметров разряда в области низких давлений буферной смеси может стать значительным толчком к развитию безэлектродных амальгамных ГРЛНД, лишенных вышеуказанного недостатка обычных электродных амальгамных ГРЛНД.

В настоящей работе исследовались зависимости КПД генерации двух резонансных линий ртутного разряда с длинами волн 254 нм и 185 нм от давления смеси буферного газа. Для этого были изготовлены образцы амальгамных ГРЛНД с длиной разрядного промежутка 40 см, выполненных из минерального кварца с защитным покрытием из оксида алюминия, прозрачных к излучению в исследуемом диапазоне. В качестве буферных смесей были выбраны чистый аргон и неон, давление изменялось в пределах от 0,1 до 2 Торр. Измерения были проведены на экспериментальном стенде, собранном на основе вакуумного монохроматора McPherson Model 218, позволяющем измерять спектр излучения лампы в области от 105 нм. В качестве источника паров ртути в разряде была взята стандартная индиевая амальгама, плотность разрядного тока составляла 0,7 А/см².

В результате исследований, как и ожидалось, был зарегистрирован монотонный рост интенсивности УФ излучения с длиной волны 185 нм при уменьшении давления буферного газа. КПД генерации линии с длиной волны 185 нм вырос при уменьшении давления буферного газа (аргон) с 2 до 0,1 Торр в 1,4 раза. При использовании в качестве буферного газа неона КПД генерации линии с длиной волны 185 нм вырос в 1,2 раза. Его максимальная величина составила ~7,5% при давлении буферного газа, равном 0,1 Торр. В то же время, в работе [1] наблюдалось увеличение эффективности генерации линии с длиной волны 185 нм при использовании в качестве буфера неон-аргоновой смеси вместо чистых газов.

КПД генерации излучения с длиной волны 254 нм (в оптимуме генерации данной линии) с понижением давления буферной смеси вырос с 25% до 32%. При этом в оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм, КПД генерации линии с длиной волны 254 нм находился в пределах 10-15%.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности продолжения практических и теоретических исследований генерации ВУФ излучения ртутным разрядом низкого давления в области низких давлений буфера, в качестве которого взята неон-аргоновая смесь.

Список публикаций:

[1] Шунков Ю.Е., Попов О.А., Левченко В.А. // Вестник МЭИ. 2014. № 5. С. 51-55.

Исследование ионного состава пучков наносекундного вакуумного перекрытия диэлектриков при 140 кВ

Пунанов Иван Фёдорович

Емлин Рафаил Вениаминович

Институт электрофизики УрО РАН

Чолах Сеиф Османович

ivan.punanov@gmail.com

Для решения практических задач использования потоков плазмы и пучков частиц требуется глубокое понимание механизмов генерации и ускорения плазмы. Измерения спектров скоростей ионов, истекающих из области разряда при высоковольтном перекрытии диэлектрика позволяет оценить параметры образующейся плазмы. Удобным модельным объектом для исследований этого типа является ионный кристалл фторида лития (LiF) из-за большой разницы в атомной массе составляющих его атомов.

Экспериментальная установка состояла из генератора импульсов напряжения [1], вакуумной камеры, анализатора спектра ионов и цифрового осциллографа. Волновое сопротивление генератора составляет 50 Ом. Запасаемая энергия 0,5 Дж. В режиме согласованной нагрузки амплитуда импульса напряжения составляет 70

кВ, длительность импульса 8 нс, время нарастания менее 0,5 нс. Источником ионно-плазменного пучка был линейный разряд по поверхности диэлектрика. Образцами служили монокристалл LiF и фторопласт.

В работе использовался простая конструкция анализатора спектра: ловушка Фарадея и кольца Гельмгольца, обеспечивающие магнитное поле до 10^{-2} Тл. Эксперимент проводился в вакууме при остаточном давлении 10^{-4} мм рт. ст.

В выбранных условиях наиболее вероятные скорости ионов лежат в диапазоне 100 – 200 км/с. Выделены ионные пики Li^{2+} , Li^{3+} , C^{3+} , C^{4+} и C^{5+} . Скорости ионов сравнимы со значениями, полученными ранее для фторопласта с использованием генераторов импульсов такого же диапазона по напряжению, но с более медленным нарастанием фронта [2].

.Список публикаций:

[1] I. F. Punanov, R. V. Emlin, P. A. Morozov, S. O. Cholakh, "Investigation of Parameters of Plasma in Nanosecond Breakdown Channels in Alkali-halide Single Crystals". Proc. of the 19th International Pulsed Power Conference, San Francisco, USA, June 16-21, 2013, pp. 790-793.

[2] P. A. Morozov, R. V. Emlin, I. F. Punanov, K. A. Khrushchev, "Investigation of Plasma Bunches Generated by Pulsed Surface Flashover in Vacuum", Proc. of the International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects EFRE-2014, Tomsk, Russia, September 21-26, 2014, p. 13.

Исследование влияния нагрузки на поведение характеристик диода Пирса

Романенко Андрей Леонидович

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.

Lord.Andre.First@yandex.ru

Удобной моделью СВЧ генераторов, возбуждаемых электронными пучками, является диод, заполненный плазмой, в котором распространяется электронный пучок. Такая модель называется диодом Пирса.

Диод Пирса представляет собой два бесконечных плоские параллельных пронизываемых для электронов электрода (сетки). Расстояние между сетками (длина диода Пирса) - x_L . Диод Пирса пронизывается моноэнергетическим бесконечно широким электронным пучком. Электроны влетают в диод с постоянной скоростью v_0 . На входе в диод Пирса поддерживается постоянная плотность электронов n_0 . Пространство между сетками заполнено положительно заряженными ионами. Плотность ионов равна невозмущенной плотности электронов пучка. Electrodes замкнуты на нагрузку Z . В зависимости от способа подключения через нагрузку идет или переменная и постоянная составляющие тока, или только переменная составляющая.

В настоящей работе характеристики диода Пирса рассчитывались методом «частиц в ячейках» [1,2,3]. Предполагалось, что ионы неподвижны. Для описания плазмы использовалось уравнение Власова, тепловые скорости электронов не учитывались. Для вычисления концентрации макрочастиц в узлах сетки использовалась модель «облако в ячейке». Для интегрирования уравнений движения применялась схема с перешагиванием. Особого рассмотрения требуют граничные условия для потенциала.

Разность потенциалов между входным и выходным электродами $\Delta\varphi(t)$ вычислялась через напряженность электрического поля на входном электроде E_0 следующим образом [4]

$$\Delta\tilde{\varphi}(\tilde{t}) = \tilde{R} \left(1 + \frac{1}{\alpha^2} \frac{d\tilde{E}_0}{d\tilde{t}} \right) + \frac{\tilde{L}}{\alpha^2} \frac{d^2\tilde{E}_0}{d\tilde{t}^2}; \quad (1)$$

$$\Delta\tilde{\varphi}(\tilde{t}) = \frac{\tilde{R}}{\alpha^2} \frac{d\tilde{E}_0}{d\tilde{t}} + \frac{\tilde{L}}{\alpha^2} \frac{d^2\tilde{E}_0}{d\tilde{t}^2} + \frac{1}{\tilde{C}\alpha^2} \tilde{E}_0, \quad (2)$$

где $\alpha = \omega_p L / v_0$ – параметр Пирса.

Уравнение (1) справедливо, когда через нагрузку, состоящую из последовательно соединенных омического сопротивления R и индуктивности L , идут как переменная, так и постоянная составляющие тока. А уравнение (2) справедливо, когда через нагрузку, состоящую из последовательно соединенных омического сопротивления R , индуктивности L и емкости C , идет только переменная составляющая тока.

При записи уравнений (1) и (2) были использованы следующие безразмерные величины: $\tilde{t} = v_0 t / x_L$, $\tilde{E}_0 = -\frac{e x_L}{m v_0^2} E_0$, $\tilde{\varphi} = -\frac{e}{m v_0^2} \varphi$, $\tilde{R} = \frac{\omega_p^2 S \varepsilon_0}{v_0} R$, $\tilde{L} = \frac{\omega_p^2 S \varepsilon_0}{x_L} L$, $\tilde{C} = \frac{v_0^2}{\omega_p^2 \varepsilon_0 S x_L} C$ где $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{m \varepsilon_0}}$ – плазменная электронная частота, m – масса электрона, e – элементарный заряд, ε_0 – электрическая постоянная, S – площадь сеток диода Пирса.

Непосредственно по формулам (1) и (2) $\Delta\tilde{\varphi}(\tilde{t})$ вычислить не удастся, так как ошибки при вычислении производных от \tilde{E}_0 увеличиваются со временем. В настоящей работе предложен следующий метод вычисления потенциала выходного электрода. \tilde{E}_0 можно представить в виде суммы:

$$\tilde{E}_0(\tilde{t}) = \tilde{E}'_0(\tilde{t}) - \Delta\tilde{\varphi}(\tilde{t}), \quad (3)$$

где $\tilde{E}'_0(\tilde{t}) = -\alpha^2 \int_0^{\tilde{x}} d\tilde{x}' \int_0^{\tilde{x}'} (1 - \tilde{n}(x', \tilde{t})) dx'$ – напряженность поля, которое существовало бы в диоде при нулевой разности потенциалов между ограничивающими диод электродами, $\tilde{n} = n/n_0$ – безразмерная плотность электронов, $\tilde{x} = x/x_L$ – безразмерная координата.

Пусть через нагрузку, содержащую омическое сопротивление \tilde{R} , проходит только переменная компонента полного тока и нагрузка содержит только сопротивление. Результаты моделирования такого случая представлены на рис.1. При значениях сопротивления $\tilde{R} \geq 0,1\alpha$ и выше возникшее в системе возмущение затухает. По мере уменьшения сопротивления \tilde{R} наблюдается переход к хаосу через каскад удвоений периода.

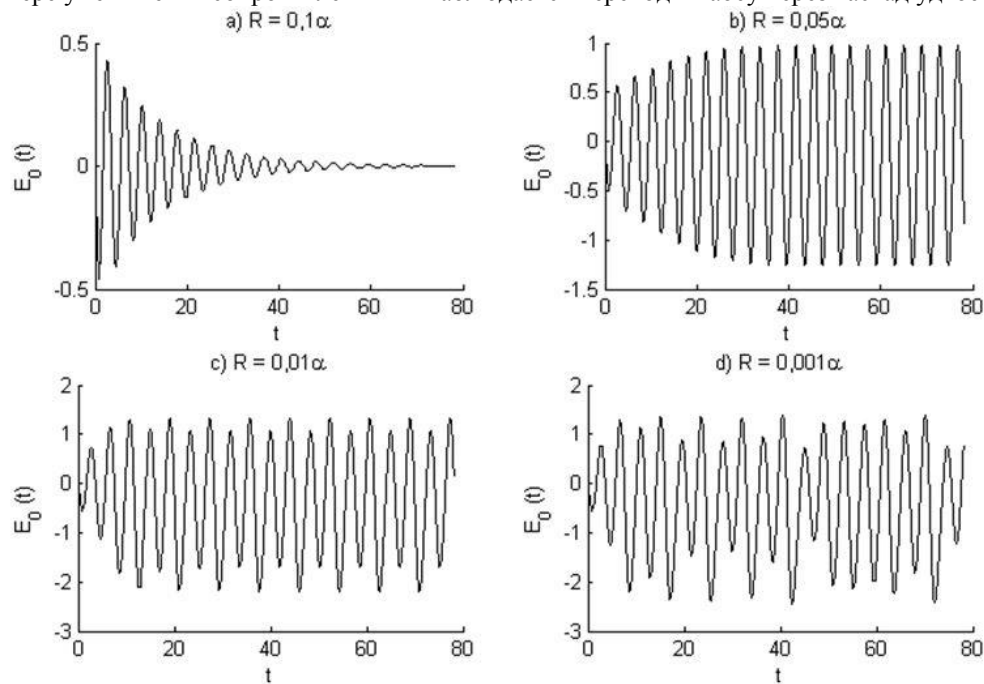


рис. 1. Зависимость \tilde{E}_0 от \tilde{t} при $\alpha = 2,856\pi$ и различных значениях \tilde{R} : а) $\tilde{R} = 0,1\alpha$, затухание возмущения; б) $\tilde{R} = 0,05\alpha$, цикл с периодом 1; в) $\tilde{R} = 0,01\alpha$, цикл с периодом 2; д) $\tilde{R} = 0,001\alpha$, хаос

Список публикаций:

- [1] Хокни Р., Иствуд Дж., Численное моделирование методом частиц: Пер. с англ. // М.: Мир, 1987., 640 с.
- [2] Бэдсел Ч., Ленгдон А., Физика плазмы и численное моделирование: Пер. с англ.// М.: Энергоатомиздат, 1989., 452 с.
- [3] Григорьев Ю.Н., Вишков В.А., Федорук М.П., Численное моделирование методами частиц-в-ячейках // Новосибирск: Издательство СО РАН, 2004., 360 с.
- [4] Brendan B. Godfrey, Oscillatory nonlinear electron flow in a Pierce diode // Phys. Fluids, May 1987, Vol. 30, No. 5, P. 1553-1560.

Исследование зарядового состава потока частиц в зависимости от параметров ионного источника типа End-Hall

Саламатов Иван Николаевич

Николай Владимирович Нагирный

Новосибирский государственный университет

Александр Степанович Золкин, к.ф.-м.н.

Salamatov-ivan-nikolaevich@mail.ru

Структура нанопленок существенно зависит от свойства потока. В связи с этим исследования и контроль потока является важной задачей. В работе решается задача исследования зарядового состава потока из ионного источника типа End-Hall. Рассмотрено устройство и физические основы работы источника. Он имеет изменяемые параметры: ток эмиссии, ток разряда, магнитное поле и расход газа. Таким образом, в работе ставится задача определить, как зависит заряд потока частиц от этих параметров.

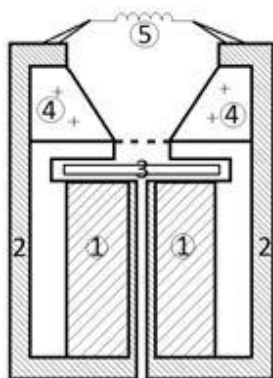


рис.1. Схема ионного источника типа End-Hall:
1 – соленоид, 2 – магнитопровод, 3 – плавающий потенциал, 4 – анод, 5 – катод.

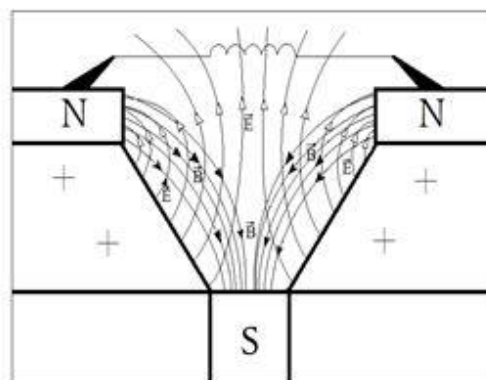


рис.2. Схематическое изображение силовых линий магнитного поля \vec{B} и электрического поля \vec{E} в области ионизации

Ионный источник состоит из соленоида(1), магнитопровода(2), анода(4), катода(5) и плавающего потенциала(3). На анод подается напряжение в диапазоне 20-300В. Катод представляет собой вольфрамовую нить в виде спирали, с которой происходит эмиссия электронов. Магнитное поле \vec{B} создается соленоидом, а затем при помощи магнитопровода силовые линии замыкаются в области ионизации. Таким образом, в области ионизации электроны захватываются скрещивающимися электрическим и магнитным полями. Изображение силовых линий магнитного и электрического полей представлено на рис. 2.

При тех величинах магнитного поля, которые используются при работе ионного источника, траектория движения иона практически линейна при движении до подложки. Электрон в таком поле движется по циклоиде в направлении дрейфовой скорости, определяемой векторным произведением \vec{E} и \vec{H} , что продлевает жизнь электрона в области ионизации и повышает вероятность ионизации молекул газа. Еще одной особенностью ионного источника типа End-Hall является электрод, находящийся под плавающим потенциалом, основной функцией которой является предотвращение пробоя. Важным параметром является расход газа, подаваемого в область ионизации, от которого зависит концентрация нейтральных атомов, а значит и ионов.

Для измерения тока потока заряженных частиц используется круглая медная пластинка радиусом 4см, заземленная через амперметр, установленная на расстоянии 20 см от катода. Давление в вакуумной камере $P \approx 10^{-4}$ мм.рт.ст. Подаваемый в источник газ – аргон. Погрешность измеренного тока составляет 3%.

Получена вольтамперная характеристика ионного источника: установлена связь тока разряда и напряжения анода при различных параметрах магнитного поля, тока эмиссии и расхода газа. Установлена убывающая зависимость тока потока заряженных частиц в пределах от +16 мА до -47 мА при изменении тока эмиссии в пределах 1,5 – 2,3А и суммарный нулевой заряд потока при значении 1,7А. При изменении тока соленоида в пределах 0,1 – 3А определена убывающая зависимость тока потока от тока соленоида, что объяснено возможным появлением виртуального катода. Установлена возрастающая зависимость тока потока в пределах от -91 до +5 мА при изменении расхода газа от 6мл/с до 105 мл/с, что следует из прямой зависимости тока ионов от концентрации газа, и суммарный нулевой заряд потока при значении 81мл/с.

Таким образом, твердо установлены три режима работы источника: суммарный заряд потока отрицательный, нейтральный и положительный.

Испытания прототипа электротермического ускорителя на электробаллистическом стенде НИИ ПММ

Саммель Антон Юрьевич

Буркин Виктор Владимирович, Дьячковский Алексей Сергеевич, Красозов Иван Андреевич Егоров Александр Леонидович, Моисеев Дмитрий Михайлович, Розаев Константин Сергеевич, Сидоров Алексей Дмитриевич, Степанов Евгений Юрьевич, Чупашев Андрей Владимирович

Томский государственный университет

Буркин Виктор Владимирович, к.ф.-м.н.

anton_sammel@mail.ru

Задача гиперскоростного (10^3 – 10^4 м/с) метания плазмы, микро и макротел актуальна в современных областях физики и новейших технологиях. Настоящая работа посвящена ускорению макротел с помощью электротермического ускорителя (ЭТУ), в котором основные кинетические параметры достигаются за счет электротермического разложения газогенерирующего вещества (ГГВ). Была поставлена задача, адаптировать возможности имеющегося электробаллистического комплекса и информационно измерительного стенда под электротермическую технологию метания. В процессе адаптации необходимо было учесть накопленный в исследовательских работах по электротермохимии и электродинамике опыт. Используя известные [1,2,3] технические решения, создать прототип электротермического ускорителя, доработать имеющиеся методики измерения внутрибаллистических, внешнетраекторных характеристик с целью расширить объем получаемых экспериментальных данных. Большой объем работ выполнен нами по исследованию и практическому применению электротермохимической (ЭТХ) технологии. Как известно, (ЭТХ) регулирование баллистического процесса реализуется путем ввода электрической энергии в объем заряда взрывчатого вещества. Как правило, реализация технологии ЭТХ требует сравнительно небольшой, порядка 17 кДж запасенной электрической энергии. Уровни напряжений зарядной батареи достигают 1 кВ, а тока до 100 кА. Неизбежно возникновение электромагнитных помех (ЭМП), которые могут оказывать негативное влияние на сопутствующее оборудование баллистического комплекса, вызывать сбои в системах синхронизации запуска, что в конечном итоге влияет на качество эксперимента. В опытах по ЭТХ технологии установленные частоты импульсных ЭМП, находятся в диапазоне 1 – 30 МГц. Основным источником ЭМП является вакуумный коммутатор, для снижения ЭМП на коммутаторе установили экран. Так же мы имеем возможность вести скоростную, видео- и фото-регистрацию быстротекущих процессов оценивать и регистрировать внешнетраекторные параметры метаемых элементов при помощи радара и ФЭБ, измерять давление в заснарядном объеме, токи и напряжения в цепях электропитания [6].

Параллельно велась разработка, проектирование и изготовление прототипа электротермического ускорителя. В публикациях [1,2] предлагается выполнять электрическое соединение центрального электрода и ствола ускорителя пучком электровзрывающихся проводников. При выполнении работы [4], в некоторых опытах, для электрического соединения центрального электрода и ствола ускорителя была использована электропроводящая смазка. В работе [5] рекомендуется в качестве ГГВ использовать парафин, технический вазелин и стеарин. Как одно из направлений исследований было предложено рассмотреть различные токопроводящие составы, использовать токопроводящую смазку как для обеспечения электрического пробоя на начальной стадии работы ускорителя, так и в качестве ГГВ. Изготовлен прототип электротермического коаксиального ускорителя (рис.1) и проведена серия экспериментов на электробаллистическом стенде НИИ ПММ.

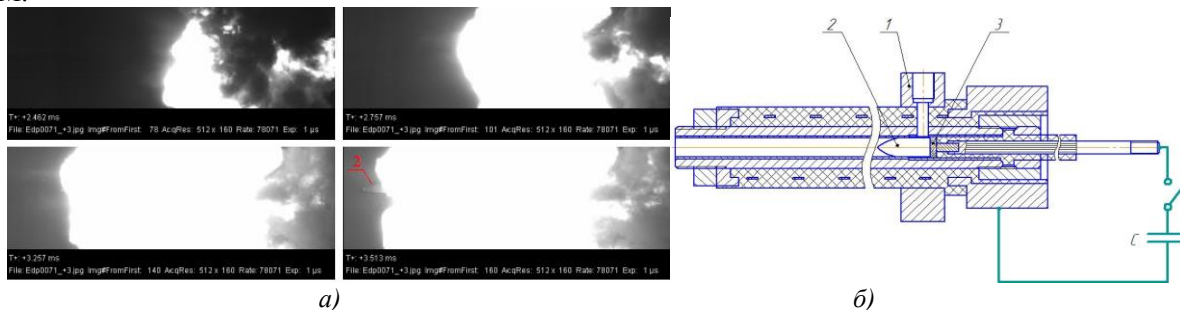


рис. 1 – а) Раскадровка видеорегистрации, полиэтиленовый поддон с метаемым элементом общей массой 10 грамм (1) б) Прототип электротермического коаксиального ускорителя.

1 - канал для установки датчика измерения давления, 2 - метаемый элемент, 3 - токопроводящая смазка

Проведена серия экспериментов без метаемого тела, с использованием полиэтиленового цилиндра диаметром 10.2 мм массой 1 грамм, и полиэтиленового поддона со стальным метаемым элементом, масса сборки 10 грамм. Оценка скорости на траектории полета:

- полиэтиленовым цилиндр - скорость составила порядка 250 м/с,
- составной метаемый элемент весом 10 грамм - скорость составила порядка 150 м/с.

В ходе экспериментов масса закладываемой в межэлектродный промежуток токопроводящей смазки изменялась от 0,5 до 2 грамм. Так же оценивалась скорость движения фронта плазменного потока, она составила порядка 400 м/с. В ряде экспериментов одновременно с токопроводящей смазкой закладывался технический вазелин.

По результатам экспериментов определено, в качестве ГТВ возможно использовать токопроводящие смазки и составы. Доработка методик позволила помимо измерения тока и напряжения проводить фото и видео регистрацию, фиксировать скорость метаемого элемента на траектории и давление в канале ускорителя.

Список публикаций:

1. Патент RU2119140 Коаксиальный ускоритель Сивков А.А. Опубликовано: 20.09.1998
2. Патент RU2183311 Коаксиальный ускоритель Сивков А.А. Опубликовано: 10.06.2002
3. Патент RU2243474 Коаксиальный ускоритель Герасимов Д.Ю. Сивков А.А. Опубликовано: 27.12.2004
4. Сивков А.А., Герасимов Д.Ю., Корольков Л.В., Сайгаши А.С. Нанесение медного покрытия с помощью коаксиального магнитоплазменного ускорителя. Сб. докладов конференции. Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики Томск: Изд-во ТГУ, 2011. С.191-193
5. Сивков А.А. Взрывная коммутация и электромагнитное ускорение масс: дис...док. Тех. Наук. Томск, 2002
6. Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Егоров А.Л., Фарапонов В.В., Зыков Е.Н., Дьячковский А.С., Степанов Е.Ю. // Измерительно-регистрационный комплекс баллистического стенда НИИ ПММ ТГУ. Сб. докладов конференции. Томск: Изд-во ТГУ, 2011. 146 с.
7. Колтовской А.С. Внутренняя баллистика. 1922.
8. Корнер Дж. Внутренняя баллистика орудий. - М.: Иностранная литература. 1953.

Излучение теплового следа оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха

Терентьева Яна Сергеевна

Оришич Анатолий Митрофанович, Малов Алексей Николаевич

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Оришич Анатолий Митрофанович

terentyeva.ya.s.ya@gmail.com

Решение задач управления параметрами аэродинамики летательных аппаратов связаны с использованием активных методов воздействия на стационарные и нестационарные струйные течения. Одним из таких методов управления сверхзвуковым обтеканием тел является использование мощного оптического разряда [1, 2]. Актуальной проблемой при моделировании сверхзвукового летательного аппарата является управление звуковым ударом. В работе [3] исследовано взаимодействие ударной волны (УВ) со слоем горячего воздуха. Полученные в [3] результаты указывают на уменьшение интенсивности УВ при таком взаимодействии.

В докладе для получения горячего воздуха – теплового следа в сверхзвуковом потоке воздуха использовано излучение мощного импульсно-периодического СО₂ лазера. Энергоподвод в поток производится через создание оптического пульсирующего разряда (ОПР) и диссипации энергии плазмы разряда в поток. Экспериментальные исследования выполнялись с использованием лазера средней мощностью 4,5 кВт, импульсной мощностью до 200 кВт и частотой следования импульсов до 150 кГц. Сверхзвуковой поток формировался на аэродинамической установке МАУ-М с использованием конического сопла с размером критического сечения 50 мм при числе Маха 1,3-1,5. В результате экспериментов зафиксировано излучение теплового следа. Измеренное значение среднемассовой температуры в тепловом следе составляет величину ~150°С. Такая температура воздуха не может быть причиной свечения.

Целью работы является исследование пространственно-временных и спектральных характеристик излучения теплового следа.

В результате выполненных исследований

1. Оптическим методом зарегистрированы устойчивые дискретные объекты – каверны низкой плотности, двигающиеся вместе с потоком.
2. Определен механизм образования каверн (Рис.1). В момент начала измерения t_0 вследствие прохождения импульса лазера и формирования оптического пробоя происходит образование каверны. Затем сверхзвуковым потоком она смещается вдоль его направления. Через время $1/f$ (где f

– частота следования импульсов генерации лазера) происходит следующий оптический пробой на месте образования начальной каверны, появляется новая, которая повторяет движение первой каверны. И так далее с каждым новым импульсом генерации лазера и новыми оптическими пробоями. Таким образом в течении времени работы лазера происходит постоянное образование каверн, формирующих излучение теплового следа

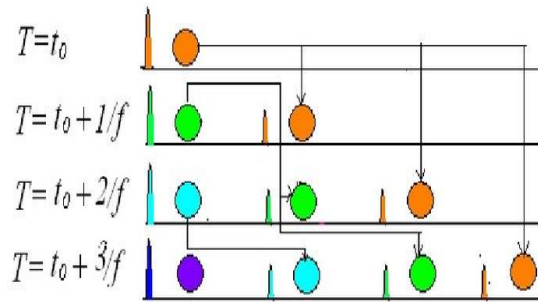


рис.1. Схема образования каверн

3. Измерены скорости теплового следа, возникающего от воздействия ОПР в сверхзвуковом потоке.
4. С помощью созданной системы регистрации слабого сигнала теплового излучения следа на фоне мощного излучения плазмоида получен спектр излучения теплового следа. Измерения спектра выполнялись в нескольких точках, как в области формирования плазмоида, так и вдоль теплового следа (12, 25, 50 мм от центра плазмоида).. На Рис. 2 и 3 приведены спектры излучения каверн в тепловом следе на расстоянии 25 и 50 мм.

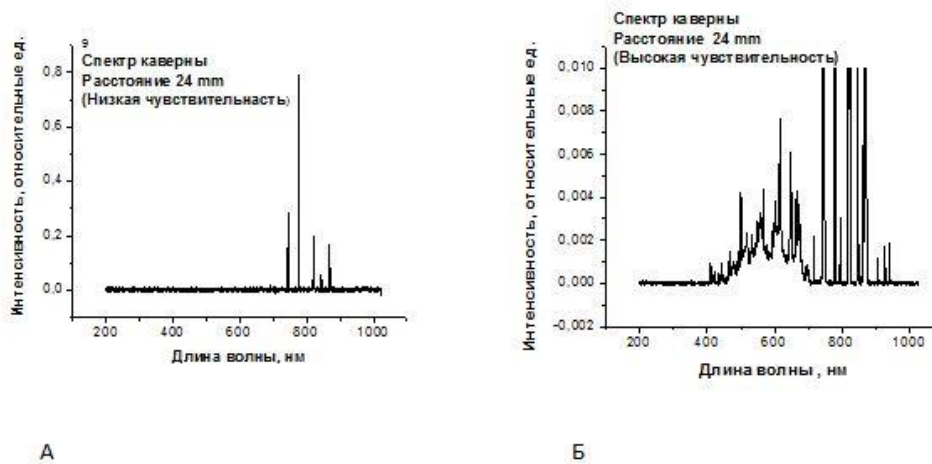


рис.2. Спектр излучения каверн в тепловом следе на расстоянии 24 мм от центра формирования плазмоида, а - низкая чувствительность и б - высокая чувствительность измерительной аппаратуры

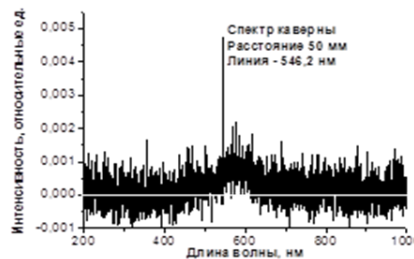


рис.3. Спектр излучения каверн в тепловом следе на расстоянии 50 мм от центра формирования плазмоида

Список публикаций:

[1] J.W. Ellinwood, H. Mirels. *Applied. Optics.* 1975. v. 14. № 9. С. 2238-2242
 Матвеев В. И. // *ЖЭТФ.* 2003. Т. 124. № 5(11). С. 1023
 [2] Третьяков П.К., Гаранин, А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. // *ДАН.* 1996. Т.351. №3. С. 339-340
 [3] В. Н. Охитин, С. С. Меньшаков // *Прикладная механика и техническая физика.* 2002. Т. 43. № 4. С. 87-97

Проблема инжекции электронов в кильватерную волну

Туев Петр Викторович

Новосибирский государственный университет

Константин Владимирович Лотов, д.ф.-м.н.

ptuevff@gmail.com

В настоящее время в ЦЕРНе планируется проведение эксперимента AWAKE по кильватерному ускорению, где в качестве драйвера будет выступать длинный протонный пучок. Этот эксперимент призван проверить концепцию трансформации энергии протонного пучка в энергию электронов посредством плазменной ячейки. Таким способом можно ускорить электроны до чрезвычайно высоких энергий (более 1 ТэВ). Для измерения ускоряющего поля планируется производить инжекцию сторонних электронов с последующим анализом их энергии. До настоящего времени параметры инжекции оптимизировались для случая резкой входной границы плазмы.

В действительности, однако, плотность плазмы нарастает плавно и характеризуется длиной переходной области масштаба нескольких десятков сантиметров. Переходная область возникает из-за конечного времени открывания клапана, разделяющего вакуумный пучковый тракт и газовую ячейку, в которой затем коротким лазерным импульсом создается плазма. Теоретически рассчитать длину переходной области затруднительно из-за того, что истечение газа происходит в переходном режиме. Плавное нарастание плотности опасно тем, что изменяет оптимальные параметры инжекции.

В данной работе экспериментально измерены параметры переходной области и проведено моделирование захвата электронов в плазму с плавным нарастанием плотности. Проведен анализ полученных энергетических спектров. Идентифицированы и объяснены области захвата электронов в фазовом пространстве начальных координат и импульсов. Проанализировано взаимодействие ультрарелятивистского протонного пучка с ограниченной плазмой различной плотности.

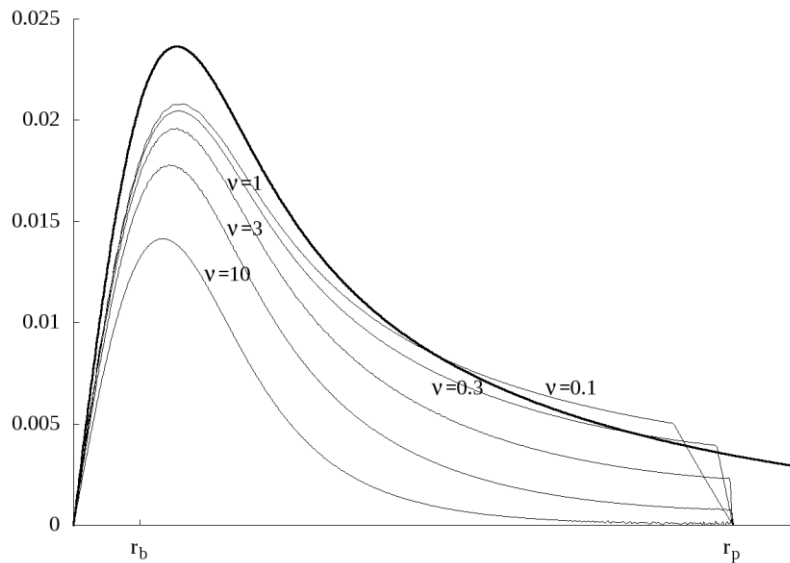


рис. 1: Радиальные зависимости дефокусирующей силы, действующей на электроны, при радиусе пучка r_b , в 10 раз меньшем радиуса плазмы r_p , и различных отношениях ν плотности плазмы к плотности пучка. Толстая линия показывает магнитное поле пучка в вакууме.

В частности, показано, что электронный пучок в плазме с плавным нарастанием плотности дефокусируется. Это свидетельствует о наличии эффекта плазменной линзы, который появляется из-за неполной компенсации тока протонного пучка плазмой. В однородной плазме дефокусировкой электронов можно пренебречь по сравнению с радиальной силой кильватерной волны. При плавном же нарастании плотности плазмы средний вклад кильватерной волны оказывается малым из-за быстрого изменения ее фазы, и остается только действие тока пучка. Поэтому при увеличении длины неоднородности область захвата электронов полностью перемещается с оси на периферию плазмы. Также обнаружено, что в ограниченной плазме заряженный ультрарелятивистский пучок экранируется лучше, чем в неограниченной. Более того, за пределами плазмы радиальная сила, действующая на электроны, равна нулю даже при малой плотности плазмы (рис.1).

Модернизация оже-спектрометра для исследования состояния поверхности автоэмиссионных катодов

Чепусов Александр Сергеевич

Комарский Александр Александрович, Бессонова Валентина Анатольевна

Институт электрофизики УрО РАН

Корженевский Сергей Романович, к.т.н.

chepusov@iep.uran.ru

Исследование автоэмиссионных (холодных, полевых) катодов является актуальной задачей вакуумной электроники. Холодные катоды обладают рядом преимуществ, по сравнению с традиционными накальными эмиттерами: компактность конструкции ввиду отсутствия блока питания для нагрева, энергоэффективность, узкий диапазон энергий автоэлектронов, высокая плотность тока, экспоненциальная зависимость эмиссионного тока от приложенного напряжения и др.

Свойства полевых катодов существенно зависят от состояния их поверхности. В работах [1, 2] с помощью анализа РФЭ- и оже-спектров показано влияние автоэмиссионных процессов на электронную структуру приповерхностного слоя материала. Для проведения подобных исследований необходимо извлечь образец из вакуумной камеры, чтобы поместить его в спектрометр и провести эксперименты. При этом поверхность катода подвергается воздействию атмосферных газов. Адсорбированные молекулы влияют на эмиссионные свойства образца, что может исказить результаты исследований. Чтобы избежать этого, проведена модернизация сверхвысоковакуумного поста LAS-2000 фирмы Ribeg. Установка представляет собой исследовательский комплекс, состоящий из электронного оже-спектрометра с энергоанализатором типа цилиндрическое зеркало, вторично-ионный масс-спектрометр (система из ионного источника для распыления материала и квадрупольного масс-спектрометра), нагревателя, ионных пушек для чистки образца.

Модернизация установки проведена в несколько этапов. Прежде всего, в нее внедрена система для исследования автоэмиссионных свойств образцов. В вакуумном объеме размещен анодный узел, на который подается электрический потенциал с источника высокого напряжения, что инициирует процесс холодной эмиссии. Теперь, меняя положение образца, возможно проведение различных типов исследований.

Второй этап усовершенствования вакуумного поста – создание цифрового канала регистрации данных. Оригинальная аналоговая система фиксации результатов эксперимента на графопостроителе не позволяет оперативно производить обработку полученных спектров, а также создает трудности при получении и хранении результатов. Доработка тракта регистрации данных заключается в изменении схемы детектирования вторичных электронов: преобразование электрических цепей на выходе энергоанализатора позволило использовать спектрометр в импульсном режиме счета, а также получать интегральные, а не дифференциальные спектры.

Использование энергоанализатора в импульсном режиме регистрации дает ряд преимуществ. Во-первых, повышается чувствительность приемника, поэтому возможно использовать меньший ток возбуждающего пучка электронов. Это увеличивает ресурс источника первичных электронов, используемого для генерации оже-электронов. Во-вторых, снижение тока электронов на образец уменьшает эффект зарядки образца и позволяет исследовать материалы-диэлектрики. В-третьих, получение интегральных спектров уменьшает потери данных и дает возможность организовать на той же материальной базе рентгеновский фотоэлектронный спектрометр (РФЭС). Метод РФЭС характеризуется лучшим разрешением, меньшим искажением спектральных линий, в большинстве случаев является более предпочтительным, чем оже-спектроскопия.

Следующий этап модернизации установки – внедрение элементов РФЭ-спектрометра. Создана рентгеновская трубка с аксиальной фокусировкой электронного пучка, источник питания и система охлаждения анода. Конструкция рентгеновского источника исключает перепыление материала катода на анод и позволяет избежать загрязнения спектра излучения.

В результате проведенных работ получена экспериментальная установка, позволяющая исследовать автоэмиссионные свойства и состояние поверхности образцов без разгерметизации вакуумного объема и извлечения исследуемого материала на воздух. Модернизация тракта регистрации данных облегчает сбор, хранение и обработку результатов экспериментов, а также позволяет получать на той же установке РФЭ-спектры.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №14-08-31243 мол_а.

Список публикаций:

- [1] Кислов Е.А., Комарский А.А., Кузнецов В.Л. и др. // *Журнал прикладной спектроскопии*. Т. 80, №2. 2013. С. 216-220.
[2] Chepusov A., Cholakh S., Kislov et al. // *Physica status solidi (c)*. V. 10, №4. 2013. P. 614-618.