

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

УДК 533.9

Карташева Александра Александровна

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА
ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ СИСТЕМЫ В
СТРАТИФИЦИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ**

Специальность 01.04.08 —

«Физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Голубовский Ю.Б.

Санкт-Петербург — 2018

Оглавление

Введение	4
1 Литературный обзор	11
1.1 Зарядка пылевых частиц	11
1.2 Колебания в плазменно-пылевых системах	18
1.3 Выводы к главе	25
2 Уединенная пылевая частица в стратифицированном разряде	26
2.1 Страты в неоне при низких давлениях и небольших токах	27
2.2 Зарядка уединенной пылевой частицы в стратах Р-типа	28
2.2.1 Решение уравнения Больцмана	28
2.2.2 Расчет потоков ионов и электронов на поверхность пылинки. Заряд пылинки	33
2.3 Выводы к главе	41
3 Релаксационные колебания уединенной пылевой частицы . . .	42
3.1 Экспериментальная установка	42
3.2 Наблюдение релаксационных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде. Результаты эксперимента.	45
3.3 Измерение заряда пылинки	48
3.4 Выводы к главе	52
4 Вынужденные колебания уединенной пылевой частицы . . .	53
4.1 Наблюдение вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.	54
4.2 Результаты эксперимента	56
4.2.1 Резонансные кривые	56
4.2.2 Измерение собственной частоты плазменно-пылевой системы	57

4.3	Интерпретация результатов на основе теории линейных колебаний	59
4.3.1	Зависимость отклика плазменно-пылевой системы от вида вынуждающей силы	59
4.3.2	Расчет колебательных характеристик пылинки в страте . .	64
4.4	Выводы к главе	67
5	Нелинейные колебания уединенной пылевой частицы	68
5.1	Наблюдение нелинейных колебаний уединенной пылевой частицы в страте.	68
5.2	Результаты эксперимента	70
5.2.1	Резонансные кривые при большой глубине модуляции . . .	70
5.2.2	Исследование ангармонических эффектов	72
5.3	Интерпретация результатов на основе теории нелинейных колеба- ний	75
5.4	Восстановление профиля поля вблизи положения равновесия пы- линки	83
5.5	Расчет формы потенциальной ямы для уединенной пылевой ча- стицы в страте	88
5.6	Выводы к главе	89
	Заключение	91
	Список литературы	93

Введение

Пылевая плазма состоит из слабоионизированного газа и заряженных частиц конденсированного вещества микронного и субмикронного размера. Первые экспериментально упорядоченные образования в пылевой плазме удалось наблюдать в первой половине 90-х годов [1–3]. Ряд уникальных свойств плазменно-пылевых систем, таких как открытость, высокая диссипативность, способность к самоорганизации и образованию упорядоченных структур обуславливает активное исследование пылевой плазмы. За 20 лет исследования пылевая (комплексная) плазма превратилась не только в отдельный тип плазмы, но и в междисциплинарную область исследования важную для ряда наук. Значение комплексной плазмы в современной физике отражено в ряде обзоров и монографий, например [4–17]

К процессу самоорганизации пылевой компоненты и формированию упорядоченных структур приводит то, что заряд пылевых частиц непостоянен и имеет достаточно большую величину 10^3 - 10^5 элементарных. Для создания упорядоченных структур часто используют разряд постоянного тока [18–21]. Объемные пылевые структуры, создание которых в ВЧ-камерах невозможно, обычно наблюдаются в неподвижных стратах тлеющего столба газового разряда [22–24]. Следует отметить, что ПС тлеющего разряда сам по себе является открытой нелинейной диссипативной системой. При достаточно низких давлениях функция распределения электронов (ФРЭ), сильно отличающаяся от равновесной, формируется не локальным значением напряженности электрического поля, а зависит от пространственного профиля потенциала. Уход от идеализации равновесного распределения электронов и учет нелокальной кинетики электронов при расчете реальной функции распределения позволит точно определить значение ключевого параметра пылевой плазмы - заряда пылевой частицы.

Точное знание параметров пылевых частиц может быть использовано для диагностики самой плазмы. Например, наблюдая за положением пылевых частиц и их движением в плазме, в зависимости от ее параметров можно получить распределение потенциала и электрического поля в тех случаях, когда невозможно использовать другие методы диагностики, в частности, метод электростатического зонда. Иначе говоря, пылевая частица может быть использована как зонд для определения плазменных параметров. С другой стороны, для описания свойств пылевых частиц необходимы точные знания параметров фоновой плазмы, а также строгая теория, связывающая характеристики плазмы с параметрами пылевых частиц. Поэтому разработка теоретических и экспериментальных методов определения заряда пылевой частицы является одним из современных направлений исследований в области пылевой плазмы.

Одной из отличительных особенностей пылевой плазмы является относительная простота наблюдения: пылинки имеют размеры порядка микрометра и эффективно рассеивают свет, а внешняя среда - газоразрядная плазма - является оптически прозрачной средой. В совокупности с малыми временами релаксации к равновесию и отклика на внешние возмущения пылевая плазма позволяет исследовать на кинетическом уровне фазовые переходы, процессы переноса, нелинейные колебания. Несмотря на высокий электрический заряд пылевых частиц, отношение заряда к массе для них очень мало. Следовательно, динамический отклик пылевых частиц приведет к появлению многих новых волновых явлений на достаточно низких частотах. Таким образом, плазменно-пылевая система, как идеальная модельная система, способствует изучению ключевых проблем физики колебательных и волновых процессов.

Исследование динамики заряженных пылевых частиц - одна из наиболее важных проблем физики комплексной плазмы. Исследование колебательных характеристик пылевой ловушки важно не только для изучения динамики пылевых частиц, но и может быть использовано для определения параметров фоновой плазмы. Экспериментальное исследование колебаний пылинок позволяет оценить такие базовые параметры комплексной плазмы как заряд частицы, потенциал межчастичного взаимодействия и др. Теоретическое исследование динамики пылевых частиц с точки зрения теории колебаний и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными позволяет в конечном

итоге восстановить устойчивую ветвь электрического поля в страте. Таким образом, исследование колебаний пылевых частиц на современном теоретическом и экспериментальном уровне становится новым методом диагностики плазмы. Выяснение общих закономерностей и особенностей данного метода представляется актуальной задачей исследования колебательных характеристик пылевой ловушки.

Наряду с изучением особенностей динамики пылевых частиц актуальность работы обусловлена развитием фундаментальных исследований в области влияния неконсервативного взаимодействия на поведение ансамблей частиц.

Все вышесказанное составляет **актуальность** исследований плазменно-пылевой системы в стратифицированном разряде. Кроме того, эта область исследований представляет междисциплинарный интерес, относясь к физике плазмы, оптике, термодинамике, физике волновых процессов, астрофизике, статистической физике и другим разделам.

Целью данной работы являлось детальное описание свойств пылевой частицы в стратах тлеющего разряда. Теоретическое и экспериментальное определение заряда пылевой частицы. Изучение колебательных свойств плазменно-пылевой системы уединенная пылевая частица-стоячая страта.

Научная новизна:

1. Впервые рассчитан заряд уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде Р-типа при низких давлениях неона с учетом нелокальной кинетики электронов.
2. Впервые метод модуляции разрядного тока был использован для исследования колебательных свойств уединенной пылевой частицы в страте.
3. Разработан экспериментальный метод определения заряда пылинки на основе релаксационных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.
4. Впервые проведены исследования линейных вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.
5. Впервые проведены исследования нелинейных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде. Впервые обнаружены ан-

гармонические эффекты колебаний пылинки: неизохронность, резонанс на удвоенной частоте, гистерезис.

Практическая значимость:

В результате проведенных исследований получены новые сведения о пылевой плазме, в частности о зарядке уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде низкого давления и о колебательных свойствах плазменно-пылевой системы.

Функция распределения электронов в стратифицированном разряде, полученная на основе численного решения уравнения Больцмана, позволила оценить влияние нелокальной кинетики электронов на процесс зарядки уединенной пылевой частицы газовом разряде постоянного тока. Показано к каким качественным и количественным ошибкам в определении ключевого параметра пылевой плазмы - заряда пылинки - может привести использование равновесной (Максвелловской) ФРЭ.

Использованная низкочастотная модуляция разрядного тока является неинвазивным способом возбуждения релаксационных колебаний, лежащих в основе разработанного метода определения заряда пылинки.

Исследование вынужденных колебаний пылевой частицы позволяет количественно охарактеризовать колебательные свойства плазменно-пылевых систем. В частности, два независимых способа определения собственной частоты системы могут быть использованы в широком диапазоне разрядных условий.

Исследование степени диссипации плазменно-пылевой системы, проведенное с помощью амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) вынужденных колебаний пылинки, важно для понимания процессов самоорганизации пылевой компоненты.

Проведенное количественное описание нелинейных вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в страте показывает возможность использования пылинок в качестве высокоточного, неинвазивного зонда для определения параметров фоновой плазмы.

Примененный метод модуляции разрядного тока позволил на кинетическом уровне исследовать отклик плазменно-пылевой системы на изменение таких параметров как форма модулирующего сигнала, глубина модуляции. Результаты

работы могут использоваться в процессе обучения студентов на курсах теории колебаний, физики плазмы и физики комплексной плазмы.

Объект и метод исследования: Объектом исследования являлась плазменно-пылевая структура, состоящая из уединённой пылевой частицы и стоячей страты. Теоретический метод расчета заряда пылинки в страте основывался на нелокальной кинетики электронов. Основным методом экспериментального исследования объекта являлась модуляция разрядного тока. Интерпретация полученных результатов проводилась на основе теорий гармонического и ангармонического осцилляторов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Метод расчета заряда уединенной пылевой частицы на основе нелокальной кинетики электронов в Р-стратах тлеющего разряда низкого давления в неоне.
2. Метод измерения заряда, основанный на исследовании релаксационных колебаний уединенной пылевой частицы, вызванных переключением разрядного тока импульсами с коротким фронтом.
3. Линейные резонансные свойства колебательной системы страта-уединенная пылевая частица: амплитудно-частотная характеристика, резонансная частота, добротность (эксперимент и теоретическое описание).
4. Нелинейные колебательные свойства плазменно-пылевой системы: неизохронность, гистерезис, резонанс параметрического типа на удвоенной частоте.

Апробация работы. Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались на следующих международных конференциях:

1. 16th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas, Saint-Malo, France, September 24-28, 2018.
2. 9th International Conference on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, 17 - 21 September, 2018.

3. 42nd Assembly COSPAR, Pasadena, USA, July 14-22, 2018.
4. 33rd International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, March 1–6, 2018
5. Scientific-Coordination Workshop "Non-ideal Plasma Physics Moscow, Russia, November 29-30, 2017.
6. The International Conference “The Physics of Low Temperature Plasma”, Kazan, Russia, June 5-9, 2017.
7. 8th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas, Prague, Czech Republic, May 20–25, 2017.
8. Scientific-Coordination Workshop "Non-ideal Plasma Physics Moscow, Russia, December 7-8, 2016.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science и Scopus и рекомендованных ВАК.

1. Golubovskii Y., Karasev V., Kartasheva A. Dust particle charging in a stratified glow discharge considering nonlocal electron kinetics // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. Vol. 26. P. 115003.
2. Kartasheva A., Golubovskii Y., Karasev V. Dust Particle Charge in a Stratified Glow Discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. Vol. 46. P. 723–726.
3. Golubovskii Y., Karasev V., Kartasheva A. Resonance properties of the single dust particle in a stratified glow discharge. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. Vol. 27. P. 065006.

Личный вклад. Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его непосредственном участии.

Достоверность результатов обусловлена апробированием применяемых методов, хорошей воспроизводимостью результатов измерений и их разумным согласием с данными моделирования, а также сопоставлением полученных результатов с независимыми литературными данными.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 103 страницы с 39 рисунками и 3 таблицами. Список цитируемой литературы содержит 108 наименований.

Глава 1

Литературный обзор

В литературном обзоре содержится описание особенностей формирования функции распределения электронов в стратифицированном разряде низкого давления. Рассмотрено применение кинетического подхода для описания процесса зарядки пылевых частиц как в приближении ограниченного орбитального движения (orbit motion limited - OML) [6, 7, 25], так и в случае слабоионизированной плазмы. Описаны эффекты, связанные с взаимным влиянием параметров пылевых частиц и параметров плазмы тлеющего разряда.

Отдельно рассмотрены эксперименты по изучению колебательного движения пылинок. Также обсуждены известные на сегодняшний день работы по экспериментальным методам определения заряда пылевых частиц в различных типах разряда.

1.1 Зарядка пылевых частиц

Пылинки, помещенные в плазму газового разряда, приобретают отрицательный электрический заряд. В связи с тем, что подвижность и коэффициент диффузии электронов намного превышают соответствующие коэффициенты для ионов, поток электронов I_e на пылинку превышает поток ионов I_i и заряжает ее отрицательно до того момента, когда потоки ионов и электронов не сравняются

$$I = I_e(Q) + I_i(Q) + \dots = 0,$$

где Q - заряд пылевой частицы. Опущенные слагаемые характеризуют потоки других плазменных частиц, например, отрицательных ионов. Для количествен-

ного описания потоков заряженных частиц, поглощенных поверхностью пылинки, используют теоретические модели заимствованные из теории электрических зондов в плазме [26, 27]. I_e и I_i определяются интегрированием соответствующего сечения $\sigma_{e,i}$ с функцией распределения по скоростям $f_{e,i}(v)$

$$I_{e,i} = n_{e,i} \int v \sigma_{e,i} f_{e,i}(v) d^3v, \quad (1.1)$$

где $n_{e,i}$ - концентрация электронов, ионов; v - скорость плазменной частицы относительно пылинки. Одна из наиболее часто используемых моделей для вычисления сечений поглощения – приближение ограниченного орбитального движения [6, 7, 25]. OML модель предполагает, что траектории движения заряженных частиц пересекают поверхность пылинки или касаются ее. Условие применимости модели имеет вид [28]

$$a \leq \lambda_D \leq l_{e,i},$$

где a – радиус пылевой частицы, λ_D - длина экранированной плазмы, $l_{e,i}$ - длина свободного пробега электронов (ионов).

Подставляя в уравнение 1.1 сдвинутое Максвелловское распределение ионов по скоростям получим ионный поток на поверхность пылинки в виде:

$$I_i = \sqrt{2\pi} a^2 n_i v_{T_i} \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1 + u^2/v_{T_i}^2 - 2e\varphi_s/T_i}{u/v_{T_i}} \operatorname{erf}\left(\frac{u}{\sqrt{2}v_{T_i}}\right) + \exp\left(-\frac{u^2}{2v_{T_i}^2}\right) \right),$$

где v_{T_i} - тепловая скорость ионов, u – дрейфовая скорость ионов, $\varphi_s < 0$ - потенциал поверхности пылевой частицы, T_i - температура ионов.

Для Максвелловской функции распределения электронов поток частиц имеет вид:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 n_e v_{T_e} \exp\left(\frac{e\varphi_s}{T_e}\right),$$

где v_{T_e} - тепловая скорость электронов, T_e - температура электронов.

Положительный столб (ПС) тлеющего разряда с неподвижными стратами при вертикальном расположении разрядной трубки является весьма перспективным объектом для исследования свойств пылевой плазмы. Удержание пылевых частиц в плазме стратифицированного тлеющего разряда было впервые

осуществлено в работе [18]. Конфигурация электрического поля в неподвижных стратах способствует формированию квазикристаллических структур. Неоднородное продольное поле может скомпенсировать силу тяжести, а тормозящее амбиполярное радиальное поле препятствует уходу отрицательно заряженных пылевых частиц на стенки, что приводит к образованию периодических структур в результате электростатических взаимодействий. Типичное давление газа варьируется в диапазоне 1-5 Торр, разрядный ток изменяется в диапазоне 1-10 мА [29]. В таких разрядных условиях ФРЭ сильно отличается от равновесной (Максвелловской) и формируется не локальным значением напряженности электрического поля, а зависит от пространственного профиля потенциала [30–32].

В работах Л.Д. Цендина [33,34] нелокальная кинетика электронов и эффект бунчировки ФРЭ были предложены в качестве основы для описания механизма стратификации в инертных газах. Значение E/p (E – напряженность электрического поля) для разрядных условий, в которых возможно существование пылевых структур, велико, что означает преобладание неупругих столкновений с атомами в энергетическом балансе электронов. На основе малости потерь энергии в упругих ударах с атомами аналитически решается уравнение Больцмана. Формирование ФРЭ в пространственно-периодическом поле страт обладает ярко выраженным резонансным характером: ФРЭ имеют вид одного или нескольких максимумов, перемещающихся в плоскости энергия-координата.

Численное решение уравнения Больцмана использовалось для исследования поведения ФРЭ в пространственно-периодических стратоподобных полях [35,36]. Были получены также пространственные распределения интегральных характеристик: концентрации и средней энергии электронов.

В области небольших токов и низких давлений обнаружены три различных типа ионизационных волн S, P, R – страты, которые отличаются длиной L , частотой ν_s и падением потенциала на длине страты. В случае неона для S-страт падение $U_L=18-20$ В, для P-страт $U_L=9-10$ В, для R-страт $U_L=12-14$ В. Для каждого из типов волн падение потенциала на длине страты не зависит от разрядных условий и определяется сортом газа. Функция распределения электронов, плотность электронов и скорость ионизации для трех типов страт получены в работе [37]. Пример последовательного наблюдения S–, P– и R–

страт при увеличении разрядного тока представлен на рисунке 1.1. На нём приведены результаты измерений параметров страт (длины волны L , среднего продольного поля E_0 , падения потенциала на длине волны $V_L = E_0 L$, частоты ν) в зависимости от разрядного тока i , выполненные в разряде постоянного тока при давлении $p_0 = (1.55 \pm 0.05)$ Торр неона и радиусе разрядной трубки $r_0 = 1$ см. Данные, приведенные на 1.1, отчётливо демонстрируют существование трех типов страт. При переходе от одного типа страт наблюдается явление гистерезиса [37].

Влияние нелокальной кинетики электронов стратифицированного разряда на зарядку пылевых частиц изучалось в работах Г.И. Сухинина [38–40]. Работа [40] посвящена описанию нелокальных эффектов, возникающих в стратифицированном разряде низкого давления аргона с пылинками в цилиндрической разрядной трубке. Показано, что зависимость изотропной части ФРЭ от энергии и аксиальные распределения макроскопических плазменных параметров отличаются от равновесных, что, в свою очередь, приводит к неоднородному распределению заряда пылинки вдоль страты. Отличие изотропной части ФРЭ от Максвелловской приводит к тому, что плазменные параметры сдвинуты по фазе относительно профиля электрического поля страты. Например, экспериментально и теоретически рассчитанный сдвиг фаз между распределением излучения страты с пылинками и электрическим полем показал, что устойчивое положение пылевых частиц в голове страты не соответствует области наибольшей напряженности электрического поля. На основе рассчитанных аксиальных и радиальных распределений электрического поля и ФРЭ получено двумерное распределение потенциала пылевой частицы [39, 41]. На основе полученных данных сделан вывод о том, что с ростом расстояния от оси разряда трубки максимумы в распределении потенциала частиц смещаются в сторону анода, то есть страта выпуклой стороной обращена к аноду.

В работе [42] продемонстрировано влияние степени пространственной неоднородности электрического поля на функцию распределения электронов. Показано, что увеличение неоднородности оказывает большее воздействие на степень ионизации. В свою очередь взаимодействие ионов с нейтральными атомами, о котором идет речь в случае слабоионизированной плазмы ($l_e \gg \lambda_D$, $a \approx \lambda_D$), приводят к значительному увеличению ионного тока на поверхность пылин-

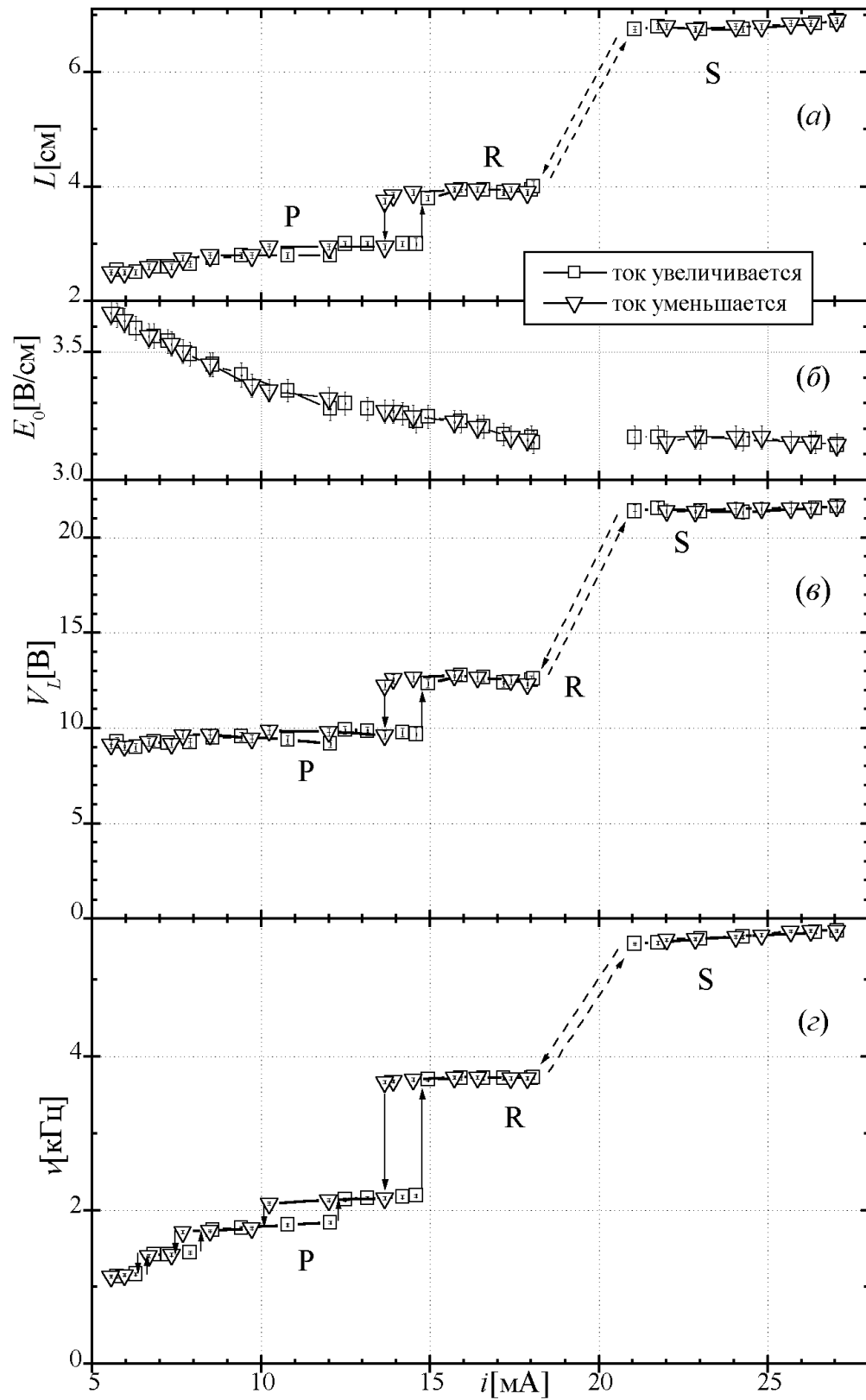


Рисунок 1.1: Измеренные для естественных страт длины волн L (a), средние продольные электрические поля E_0 (б), падения потенциала на длине волны V_L (в), частоты ν (г) в зависимости от разрядного тока i . Неон, давление $p_0 = (1.55 \pm 0.05)$ Торр (при 0°C), радиус трубки $r_0 = 1$ см [37].

ки и к уменьшению ее заряда по абсолютной величине [43–45]. Кинетический подход к расчету ионного тока на поверхность пылинки и распределения электрического потенциала вблизи пылевой частицы был применен в работе [46] в случае стационарной слабоионизированной плазмы. Полученное распределение электрического потенциала хорошо описывается потенциалом Дебая-Хюкеля на расстояниях равных половине l_i и имеет кулоновскую асимптотику на больших расстояниях.

Наличие столкновений перезарядки приводит к образованию «захваченных ионов», то есть ионов захваченных на замкнутые орбиты вблизи пылинки [47]. В работе [48, 49] исследовано влияние связанных ионов на характеристики экранирования и силу трения пылинки при наличии ионного тока. Расчет заряда пылинки на основе самосогласованной модели, учитывающей неравновесный характер ФРЭ и формирование ионной оболочки, состоящей из связанных или захваченных ионов, проводился в [50, 51]. Полученные в данных работах значения заряда оказались меньше значений, вычисленных с помощью OML модели. В слабоионизированной плазме, когда столкновительный поток свободных ионов пренебрежимо мал, формирование ионной оболочки вокруг пылинки приводит к экранированию истинного заряда пылевой частицы. Поэтому в экспериментах с пылевой плазмой при низких давлениях возможно определить только эффективный заряд пылинки, который равен разности между истинным зарядом пылевой частицы и зарядом захваченных ионов.

В слабоионизированных газах при атмосферных давлениях процесс зарядки пылинки с учетом нелокальности ФРЭ по энергиям рассмотрен в работах [52–54]. Для учета эффекта нелокальности ФРЭ и связанных с ней кинетических коэффициентов вблизи заряженной частицы использовался так называемый метод моментов, отличающийся от обычного тем, что электронные кинетические коэффициенты определяются не локальным значением электрического поля, а средней энергией электронов. Построенная на основе этого метода модель зарядки пылевых частиц включала уравнение Пуассона, уравнение непрерывности электронов и ионов и уравнение для средней энергии электронов. Нелокальность ФРЭ приводит к заметному росту заряда пылинки из-за влияния группы горячих электронов из хвоста функции распределения [52, 53]. В работе [52] проводилось исследование процесса зарядки пылинок для гелие-

вой плазмы при атмосферном давлении с учетом влияния вторичной электронной эмиссии. Показано, что эмиссионные процессы слабо влияют на величину заряда пылевых частиц. Методика решения системы моментных уравнений и уравнения Пуассона, предложенная в [55], позволила показать что вторичная, ионно-электронная, фото, термоавтоэлектронная эмиссии и шероховатость поверхности пылинки снижают по абсолютной величине потенциал ее поверхности.

На решении уравнения Больцмана для ФРЭ, OML модели зарядки пылевых частиц и условия нейтральности плазмы была основана самосогласованная кинетическая модель, использованная для исследования влияния концентрации пылевых частиц на параметры тлеющего разряда в [56]. Модель описывает взаимное влияние характеристик пылевых частиц (концентрации n_d и радиуса пылинки) и параметров газоразрядной плазмы (среднее электрическое поле, плотности ионов и электронов, плотность разрядного тока). Было показано, что рост n_d приводит к увеличению среднего электрического поля и плотности ионов, к уменьшению заряда пылевых частиц и плотности электронов в объеме пылевой структуры. Численные расчёты, проведенные в [57] с использованием диффузионной модели ПС, и экспериментальные исследования пылевых структур в ПС тлеющего разряда [57, 58] также демонстрируют увеличение продольного поля с ростом n_d при фиксированном значении тока. Использование кинетической модели для положительного столба с пылевыми структурами позволило получить приближенный закон подобия для разрядного поля: для различных значений радиусов пылинки рост электрического поля описывается функцией $n_d a^2$. В работе [56] показано, что увеличение концентрации пылинок не приводит к обеднению высокоэнергичного хвоста ФРЭ из-за самосогласованной подстройки параметров плазмы разряда и пылевых частиц. Увеличение температуры электронов в разряде постоянного тока с пылевой структурой было экспериментально исследовано в работе [59]. Показано, что присутствие пылевых частиц приводит к усилению интенсивности спектральных линий излучения стратифицированного разряда в смеси аргона и гелия при $p=0.4$ торр.

Рост интенсивности спектральных линий неона в разряде постоянного тока с пылевой структурой при давлении $p=0.45$ торр в условиях микрогравитации было обнаружен в работе [60]. Показано, что добавление пыли в положитель-

ный столб разряда приводит к формированию страт. Численное моделирование разряда было выполнено с использованием двумерной нелокальной самосогласованной кинетической модели продольного неоднородного аксиально симметричного ПС [61], которая была дополнена программным модулем, осуществляющим вычисление заряда пылинки, скорость рекомбинации плазмы на пылинках и рекомбинацию ионов. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных показало, что для корректного описания процессов рекомбинации в пылевом облаке, радиальной стабильности и заряда пылинок необходимо учитывать отражение электронов от поверхности пылинки.

1.2 Колебания в плазменно-пылевых системах

За 20 лет исследования комплексная плазма [1, 2, 62] превратилась не только в отдельный тип плазмы, но и в междисциплинарную область исследования, важную для ряда наук [6, 7, 11]. Ее отличительной особенностью является то, что заряд пылевых частиц имеет достаточно большую величину $10^3 - 10^5$ элементарных. Это приводит к процессу самоорганизации пылевой компоненты и формированию упорядоченных структур. Пылевая плазма может находиться в различных фазовых состояниях, что дает возможность изучать на кинетическом уровне процессы возникновения волн и неустойчивостей в многофазных системах [25].

Несмотря на высокий электрический заряд пылевых частиц, отношение заряда к массе для них очень мало. Следовательно, динамический отклик пылевых частиц приведет к появлению многих новых волновых явлений на достаточно низких частотах. Таким образом, плазменно-пылевая система, как идеальная модельная система, способствует изучению ключевых проблем физики колебательных и волновых процессов.

В ряде работ были исследованы затухающие колебания пылевых частиц. В работе [63] были исследованы затухающие колебания пылевой частицы в плазме разряда постоянного тока. В работе было обнаружено, что при малых давлениях газа коэффициент трения сильно отличается от эпштейновского. Интерпретация полученных результатов была проведена с учетом эффекта запаздывающей зарядки. Данный эффект также изучался в работе [64]. Причиной возник-

новения автоколебаний, исследованных в данной работе, было названо конечное время зарядки пылевых частиц. Затухающие колебания пылевых частиц при воздействии сильного вертикального магнитного поля были исследованы в работе [65]. Частицы под воздействием лазерного излучения изменяли свое положение равновесия, совершая релаксационные колебания. Движение пылинок слабо затухало во время движения вверх и сильно затухало при возвращении к положению равновесия. Представлена модель, основанная на эффекте запаздывающей зарядки, которая описывает наблюдаемую динамику пылинок.

Исследование затухающих колебаний пылинок является одним из методов измерения их заряда. Например, в работе [66] для определения заряда использовались затухающие колебания частицы, падающей в ловушку. Анализ траектории частицы наряду с зарядом позволил рассчитать и коэффициент затухания. С использованием частиц разного размера была изучена вся область пылевой ловушки и подтверждена параболическая форма электрического потенциала. Микрочастицы, которые были захвачены в слое над заземленным или слабо питаемым электродом и их реакция на изменения условий окружающей плазмы, были исследованы в [67]. Изучалось движение пылевых частиц в послесвечении разряда при постоянном напряжении на электроде: затухающие колебания при изменении положения равновесия и поступательное движение. Наблюдаемая динамика частиц в плазменном слое использовалась для непосредственного мониторинга изменений в структурах электрических полей и профилей плотности плазмы.

В пылевой плазме для экспериментального определения заряда частицы проводились исследования и линейных вынужденных колебаний. В [68] использовался метод, в котором заряд определялся из резонансных частот вертикальных осцилляций пылевых частиц. Колебания в данном случае вызваны низкочастотной модуляцией напряжения на одном из электродов ВЧ-разряда. В [69] для определения заряда частицы в газе низкого давления использовались прямые кулоновские столкновения. В работе [70] определение заряда пылевой частицы проводилось на основе экспериментально полученных значений резонансной частоты и коэффициента затухания. В этой работе вертикальные колебания монослойной пылевой структуры были вызваны модуляцией напряжения на электроде. В работе также исследовались колебания одной пылевой частицы

из данной структуры, вызванные периодическим воздействием излучения лазера. Показано совпадение собственных частот колебаний пылевой структуры и одной частицы.

В ряде работ колебательное движение пылевых частиц использовалось с целью диагностики как разряда, так и параметров пылевых частиц. Например, диагностические измерения в оболочке планарного ВЧ разряда и при электростатическом удержании плазмы (ИЕС) были представлены в [71]. В частности, были проведены измерения электрического поля слоя и заряда пылинки с использованием пылевых частиц различных размеров. Методика была основана на измерении положения равновесия и резонансных частот колебаний частиц пыли.

Особый интерес при изучении колебательного движения пылевых частиц представляет исследование параметрических колебаний. Например, в [72] вычисление заряда частицы проводилось с помощью экспериментально определенного значения резонансной частоты вертикальных осцилляций пылевой частицы в условиях ВЧ разряда. Подача синусоидально модулированного сигнала на малый зонд, помещенный вблизи ливитирующих частиц, обеспечивала возникновение резонанса параметрического типа на частоте вдвое большей частоты основного резонанса. Авторы отмечают, что модуляция напряжения на электроде не приводила возникновению резонанса на удвоенной частоте, однако не дают детального анализа различиям механизмов возбуждения колебаний и не представляют полного описания теории параметрических колебаний.

Работа [73] посвящена исследованию параметрических колебаний пылевой частицы в условия разряда постоянного тока. В данной работе было проведено сравнение экспериментально полученных значений параметров нелинейных колебаний со значениями, рассчитанными с помощью уравнения Матье. Рассмотрение аналитических уравнений движения пылевых частиц с точки зрения теории колебаний проводилось в работах [74, 75]. Авторами была обнаружена принципиальная возможность возникновения параметрического резонанса колебаний пылевой частицы и оценены условия его возникновения.

В то же время, сама плазма проявляет различные нестационарные особенности, такие как пробои, распады, флуктуации, бифуркации (то есть переходы между различными формами разряда), ударные и ионизационные волны.

Изучение отклика пылевых частиц на процессы подобного рода представляет интерес с точки зрения изучения самой плазмы и ее влияния на пылевые структуры. Например, в работе [76] наблюдались вертикальные осцилляции и параметрические неустойчивости пылевой компоненты, возмущенной плазмой, находящейся под воздействием высоковольтных наносекундных импульсов.

Проявления нелинейных эффектов колебаний пылевых частиц были исследованы в ряде работ. В работе [77] были исследованы нелинейные вынужденные колебания пылевых частиц в плазме ВЧ разряда. Для частиц малого размера был показан гистерезисный характер резонансных кривых. Частицы трех размеров были использованы для восстановления профиля заряда в слое. Была рассчитана форма потенциальной ямы в слое. В [76] проводились эксперименты по исследованию резонансов колебаний частиц на частотах кратных собственной. Появление субгармоник указывает на нелинейный характер вертикальных осцилляций пылевой частицы и позволяет использовать для их количественного описания теорию ангармонических колебаний. В этой работе авторы предложили использовать нелинейные колебания пылинок различной массы в качестве основы метода расчета профиля поля в слое. Асимметричность колебательного движения пылевых частиц, связанная с появлением субгармоник на частотах кратных резонансной частоте, также исследовалась в работе [78]. Функция дискретного осциллятора Грина с использованием вынуждающей силы применялась для расчёта электрического поля в слое ВЧ-разряда. В данной работе заряд частицы определялся из баланса сил, действующих на нее, и анализа излучения плазмы.

В работе [79] представлена теоретическая модель, хорошо описывающая феноменологию различных экспериментов по наблюдению автоколебаний, нелинейных резонансов и параметрических колебаний пылевых частиц. В этой работе рассчитана потенциальная энергия пылевых частиц двух различных диаметров для трех значений давления ВЧ разряда.

Лишь немногочисленные исследования по измерению заряда проводились в разряде постоянного тока. В работах [80, 81] значение заряда определялось двумя независимыми методами: один базировался на анализе условий перехода к неустойчивому потоку с помощью решения дисперсного соотношения, другой - на анализе движения пылинок в стабильном потоке пылевых частиц. Экспе-

рименты выполнялись с пылинками радиуса $a = 1.2$ мкм и плотности $\rho_d = 1.5$ г * см⁻³. Было проведено моделирование зарядки частиц методом молекулярной динамики (МД) в условиях, близких к экспериментальным. Результаты МД моделирования и обоих экспериментальных методов хорошо согласуются между собой (рисунок 1.2). В то же время полученные значения зарядов оказались меньше, чем значения, рассчитанные на основе OML-модели. Это связано с тем, что ион-нейтральные столкновения начинают существенно влиять на процесс зарядки пылинок в том случае, когда l_i становится сравнима с λ_D .

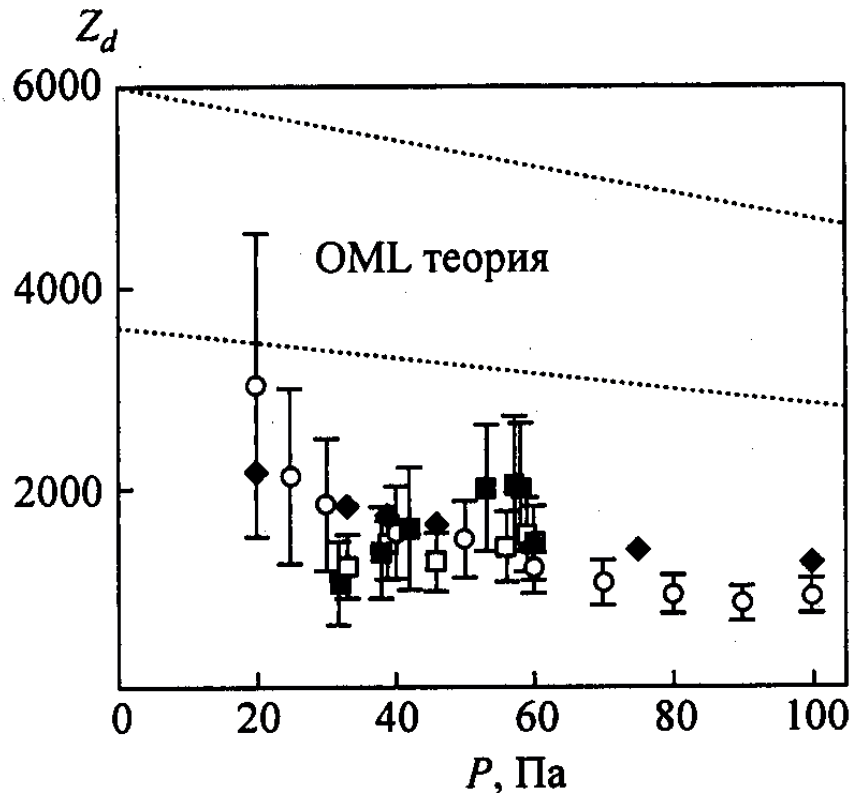


Рисунок 1.2: Заряд пылинок, полученный: из баланса сил при малом числе инжектированных пылевых частиц (кружки); из баланса сил для давлений выше порога неустойчивости (квадраты); из решения дисперсионного соотношения (заполненные квадраты); из МД моделирования (ромбы). Область между пунктирными линиями соответствует зарядам, рассчитанным на основе OML-модели [80].

В [82] определение заряда проводилось через анализ траектории движения частицы, выведенной из положения равновесия воздействием сфокусированного лазерного луча, при этом частица находилась в пылевой ловушке в страте. Схема экспериментальной установки, использованной в данной работе, представлена на рисунке 1.3. Стратифицированный разряд создавался в трубке диамет-

ром 36 мм с длиной разрядного промежутка 40 см. Тлеющий разряд с холодными элетродами создавался в неоне в диапазоне давлений 0.5-1.5 торр, ток изменялся от 0.4 до 3 мА. Обнаружено, что потенциал пылевой частицы нелинейно растёт с увеличением радиуса пылинки, рисунок 1.4.

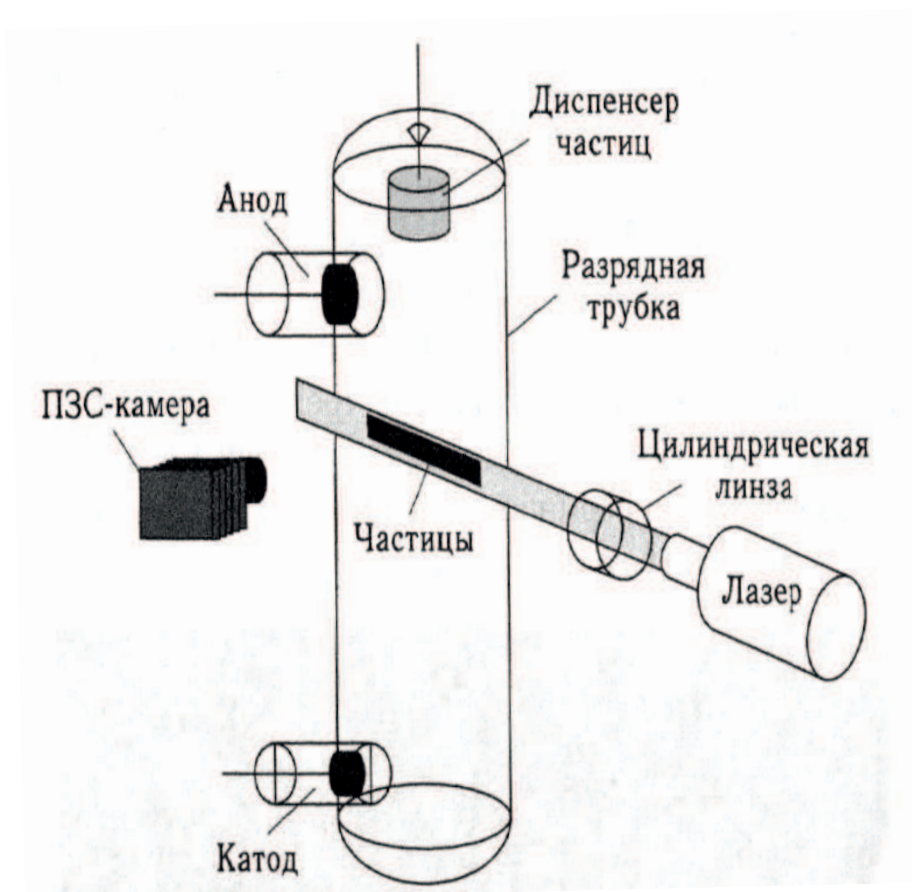


Рисунок 1.3: Схема лабораторной экспериментальной установки для изучения пылевых структур в газовом разряде постоянного тока [82].

Известно лишь несколько работ, посвященных исследованию отклика плазменно-пылевых систем на различного рода периодические воздействия в стратифицированном разряде. Например, влияние наносекундных электрических импульсов на облако пылевой структуры в разряде постоянного тока было изучено в [83]. Наблюдаемое в эксперименте колебательное движение пылинок позволило сделать вывод о том, что электрическое поле наносекундного импульса влияет как на плазменную ловушку, так и на пылевые частицы. Кроме того, было обнаружено, что увеличение частоты импульсов приводит к падению частиц из пылевого облака, начиная с самых тяжелых. Данный эффект может быть использован для сепарации частиц по размеру.

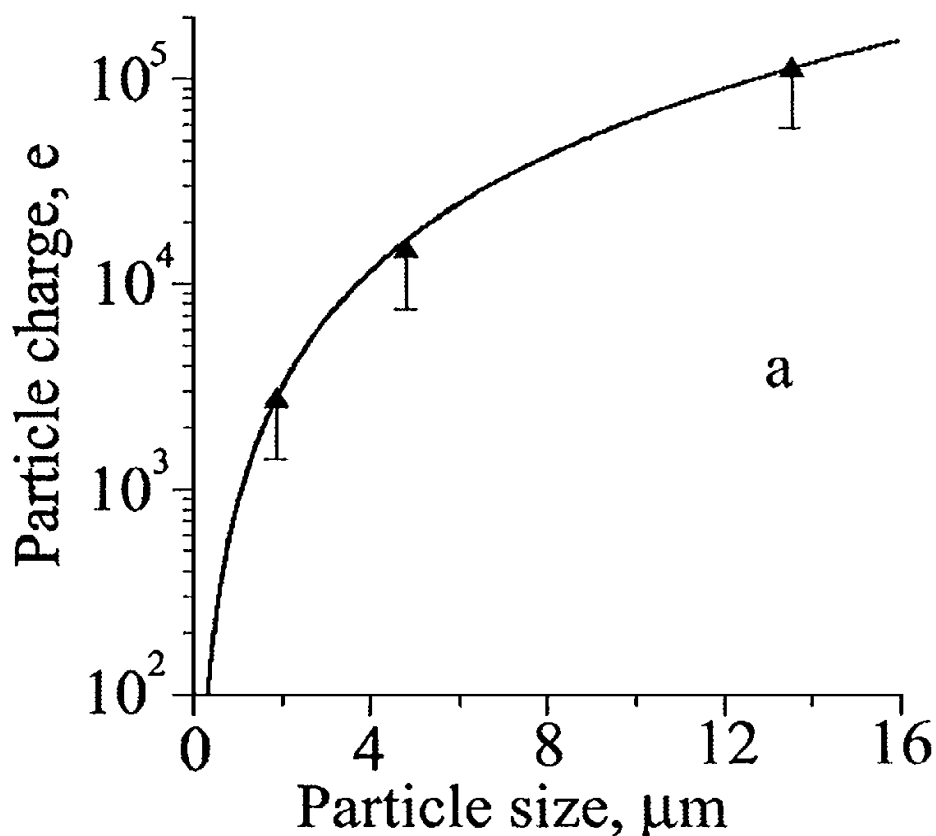


Рисунок 1.4: Результаты измерения заряда при давлении неона $p=0.5$ торр. Точки - данные эксперимента, сплошная кривая - аппроксимация, заданная функцией $q \sim a^{1.87}$ [82].

Метод воздействия на пылевую структуру, находящуюся в стратифицированном разряде низкого давления, осуществленный посредством наложения гармонического сигнала на разрядный ток был предложен в работе [84]. Эксперименты проводились в молекулярном азоте при $p = 0.2-0.6$ торр с полидисперсными частицами сапфира и цинка диаметром 5-20 мкм в диапазоне токов 0.5-1.4 мА. При модуляции тока в диапазоне 1-100 кГц были зарегистрированы следующие эффекты: изменение положения и размера пылевой структуры, резонанс на частоте 16.5-17.5 Гц и стабилизация первоначально осциллирующей пылевой структуры на частоте 180 Гц.

1.3 Выводы к главе

Проведенный анализ литературы показывает, что расчет заряда пылевой частицы в стратифицированном разряде должен проводиться с учетом нелокальной кинетики электронов. Однако даже в тех немногочисленных работах, где зарядка пылинки описывается на основе неравновесной ФРЭ, не учитываются особенности функции распределения в Р-стратах. Анализ литературы показывает, что для стратифицированного разряда практически отсутствуют методы определения заряда пылевой частицы. Из литературного обзора следует, что точное знание параметров пылевых частиц может быть использовано для диагностики самой плазмы. Например, наблюдая за положением уединенной пылевой частицы и ее движением в зависимости от плазменных параметров можно получить распределение потенциала и электрического поля в тех случаях, когда невозможно использовать другие методы диагностики. Из литературного обзора следует, что экспериментальное исследование и теоретическое описание динамики одиночной пылевой частицы в стратифицированном разряде, в частности ее колебательного движения, не проводилось.

Задачей настоящей работы является описание процесса зарядки уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде Р-типа и исследование колебательных свойств данной плазменно-пылевой системы.

Глава 2

Уединенная пылевая частица в стратифицированном разряде

Согласно литературным данным при расчете заряда пылевой частицы ФРЭ электронов предполагается равновесной (Максвелловской). Однако в стратифицированном разряде низкого давления и малых токов функция распределения электронов нелокальна и формируется полным потенциалом страты, а не локальным полем в каждой фазе страты [32]. Вычисление заряда пылевой частицы в неустановившихся стратах S-типа в режиме релаксации ФРЭ проводилось в [38–40].

В данной главе кратко описаны особенности нелокальной ФРЭ и условия существования трех типов ионизационных волн (S-, P-, R-страты) в неоне. Рассчитывается нелокальная функция распределения электронов в пространственно-периодическом поле для установившихся страт P -типа при низком давлении неона. Предлагается теоретический метод расчета заряда уединенной пылевой частицы, основанный на вычислении ионного и электронного токов на зонд. Проводится сравнение распределения потенциала пылевой частицы вдоль страты, рассчитанного с использованием нелокальной ФРЭ, с распределением, полученным с помощью Максвелловской ФРЭ.

2.1 Страты в неоне при низких давлениях и небольших токах

В разряде в инертных газах при низких давлениях и малых токах, при которых наблюдаются устойчивые квазикристаллические структуры, существуют страты трех типов: S –, P – и R – страты. Эти типы страт отличаются длиной и падением потенциала на длине страты. Механизм стратификации в этих условиях связан со спецификой движения электронов в пространственно периодических полях [30, 31]. Электроны набирают энергию на длине страты, равную порогу возбуждения U_{ex} , испытывают неупругий удар с потерей кванта энергии U_{ex} и продолжают движение вплоть до новой потери энергии в неупругом ударе. Если пренебречь потерями энергии в упругих ударах (малые давления), то пространственный масштаб L (длина страты), на котором происходит этот набор энергии, определяется из очевидного соотношения $U_{ex} = \int_0^L eE(z) dz = eE_0L$ (E_0 – среднее поле в страте). Впервые этот механизм был продемонстрирован в классических опытах Франка и Герца [85] в постоянном электрическом поле. Исследование поведения электронов в синусоидально модулированных полях методами нелинейной динамики [86] в зависимости от длины пространственного периода поля L показало, что имеют место резонансы на длине $L_S = \frac{U_{ex}}{eE_0}$ (фундаментальная мода, S - страта), а также на длинах, являющихся рациональной дробью от величины L_S (высшие моды). В частности, длина $L_P = \frac{1}{2}L_S$ соответствует P - страте, длина $L_R = \frac{2}{3}L_S$ соответствует R - страте. Положительный столб можно рассматривать как резонатор, содержащий большой набор пространственных мод. В зависимости от разрядных условий возбуждается какая-либо конкретная мода резонатора. Принципиальным обстоятельством в механизме стратификации являются малые потери энергии в упругих ударах, наличие дискретного спектра возбужденных уровней, появление электронов малых энергий в результате процессов ионизации и т.д. При этом длина страты несколько увеличивается и становится равной $L_S = \frac{U_{ex}+U}{eE_0}$, где U – потери энергии в перечисленных выше процессах, которые ведут к бунчировке электронов. Наглядную интерпретацию бунчировки можно провести путем анализа фазовых траекторий электронов в резонансных полях. В [87] на основе

простой модели показано, каким образом фазовые траектории стягиваются к аттракторам, которые в кинетической теории называются резонансными траекториями. Анализ кинетического уравнения Больцмана в резонансных полях показал, что функции распределения в результате пространственной релаксации стягиваются к характерным максимумам, которые перемещаются вдоль резонансных траекторий. На рисунке 2.1 изображены функции распределения электронов, рассчитанные для различных длин пространственного периода в стратифицированном разряде низкого давления [88]. В случае L_S ФРЭ стягивается к одному максимуму, что соответствует набору электронами кинетической энергии, равной порогу возбуждения, на длине одного пространственного периода L_S с последующей ее потерей в неупругих столкновениях с атомами. Рисунок показывает, что в случае $L = L_P = L_S/2$ формируются два максимума на ФРЭ, перемещающиеся вдоль двух резонансных траекторий, и для того, что приобрести кинетическую энергию, равную порогу возбуждения, электронам необходимо пройти два периода. В случае $L = L_R = 2L_S/3$ ФРЭ на резонансной длине имеет упорядоченную структуру в виде максимумов, перемещающихся по энергии и координате.

2.2 Зарядка уединенной пылевой частицы в стратах Р-типа

В настоящей работе построена теория зарядки монодисперсной сферической пылевой частицы диаметром $d = 4.10 \pm 0.14$ мкм для установившихся страт Р- типа при давлении неона $p=0.2$ торра. Выбранные значения параметров плазменно-пылевой системы соответствуют условиям экспериментальных исследований, описанных в главах 3,4,5.

2.2.1 Решение уравнения Больцмана

Особенностью стратифицированного разряда является специфический вид функции распределения электронов, которая кардинально отличается от Максвелловской. Расчеты ФРЭ выполнены для электрического поля, заданного ап-

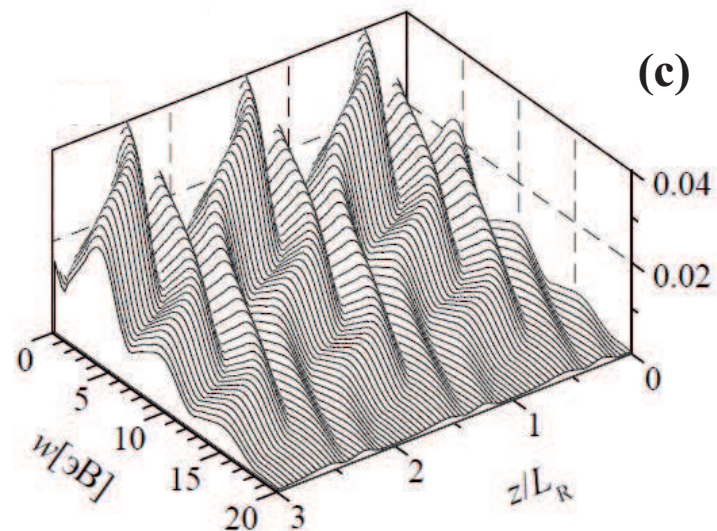
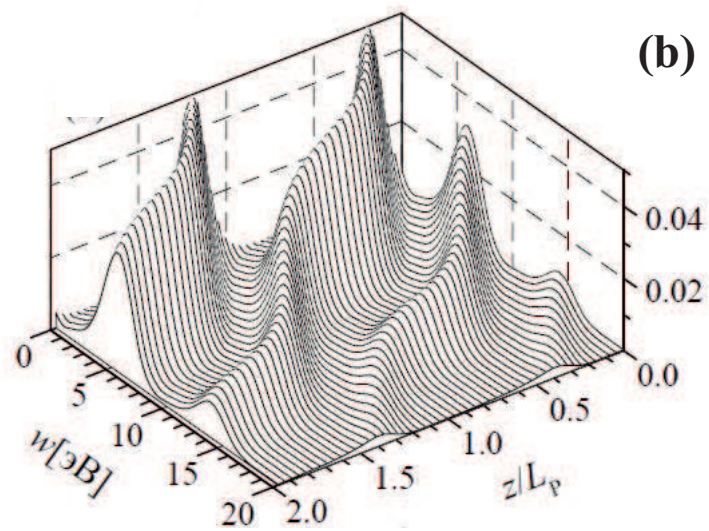
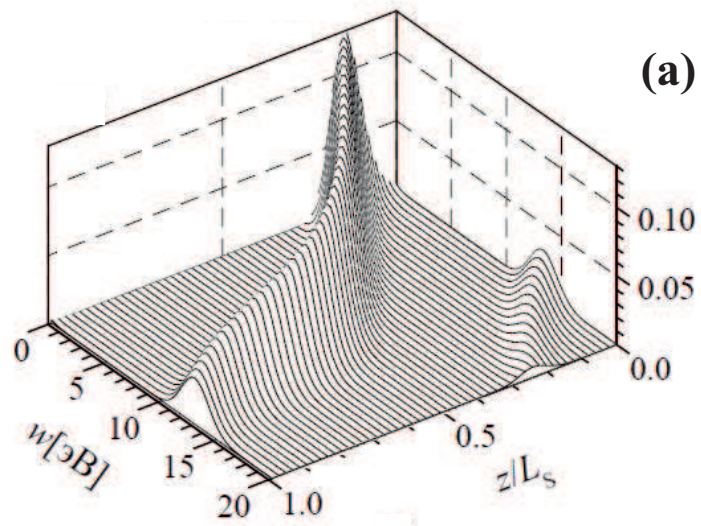


Рисунок 2.1: ФРЭ, рассчитанные $p=0.5$ torr. (a) S – резонанс, (b) P – резонанс, (c) R – резонанс. Графики в переменных кинетическая энергия w - координата z [88].

проксимацией:

$$E(z) = \rho E_0 \left(1 + \sigma \exp \left(\eta \sin \left(\frac{2\pi z}{L} \right) \right) \right). \quad (2.1)$$

Здесь $L = 2.08$ см - пространственный период поля (длина P - страты), E_0 - среднее поле. Коэффициенты ρ , σ , η выбраны таким образом, что они обеспечивают корреляцию с профилем поля, экспериментально полученным в работе [87]. Значения коэффициентов равны $\rho = 0.3$, $\sigma = 0.5$, $\eta = 3$.

При низком давлении $p=0.2$ тора длина энергетической релаксации электронов на порядок превышает радиус трубки. ФРЭ формируется в результате сравнительно медленного ускорения в продольном поле и быстрых пролетов в радиальном потенциале. В этих условиях приближение диффузионных пролетов работает, поэтому можно усреднить коэффициенты кинетического уравнения по радиальным пролетам [89]. В том случае, когда радиальный потенциал слабо меняется вдоль радиуса трубки и только в пристеночных областях сильно нарастает, усредненные коэффициенты в кинетическом уравнении мало отличаются от значений на оси трубки. Для электронов, находящихся на оси разряда кинетическое уравнение для изотропной части ФРЭ $f_0(\varepsilon, z)$, в переменных полная энергия $\varepsilon = w + \int_0^z eE(z) dz$ и координата z имеет вид [90]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{w}{3NQ\Sigma(w)} \frac{\partial f_0(\varepsilon, z)}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(2 \frac{m}{M} w^2 NQ^{el}(w) f_0(\varepsilon, z) \right) = \\ & = \sum_k w NQ_k^{in}(w) f_0(\varepsilon, z) - \sum_k (w + \varepsilon_k) NQ_k^{in}(w + \varepsilon_k) f_0(w + \varepsilon_k, z). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь w - кинетическая энергия, M - масса атома, Q^Σ - полное транспортное сечение электрон-атомных соударений, которое включает транспортное сечение упругих ударов Q^{el} и сечения неупругих процессов Q_k^{in} возбуждения k -го состояния с энергией ε_k . В данном уравнении ионизация рассматривается как неупругий удар.

Уравнение 2.2 с граничными условиями

$$\begin{aligned} f_0(w, z) \big|_{z=0} &= f_0^0(w) \\ \frac{\partial f_0(w, z)}{\partial z} \big|_{w=0} &= 0 \\ f_0(w, z) \big|_{w \rightarrow \infty} &= 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

решалось по методу Кранка-Николсона, транспортные сечения для неона взяты из [91–93].

Функция распределения электронов рассчитывалась по методу, детально описанному в [92], установившееся решение приведено на рисунке 2.2 а. Для сравнения с нелокальной ФРЭ на 2.2 б представлена Максвелловская функция распределения. Температура электронов для Максвелловской ФРЭ определялась как $2/3 < w(z) >$, где $w(z)$ получена из решения кинетической задачи.

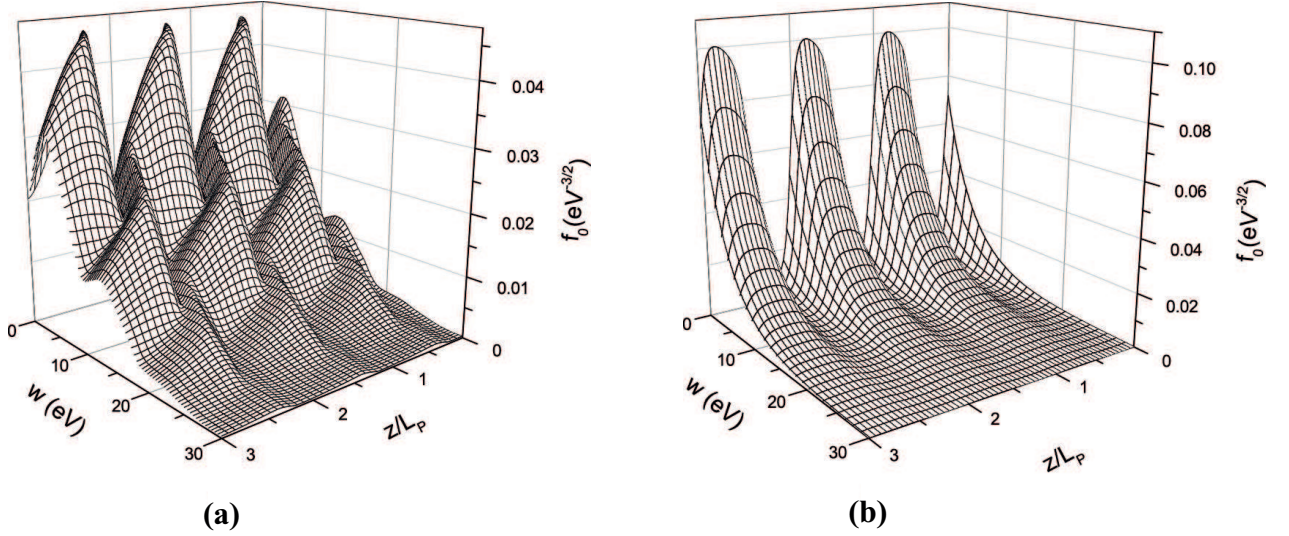


Рисунок 2.2: Нелокальная (а) и Максвелловская (б) ФРЭ в зависимости от кинетической энергии w и приведенной координаты z/L_p для P – страты при давлении $p=0.2$ Torr.

Максвелловская ФРЭ, которая используется для вычисления электронного тока в большинстве работ, кардинальным образом отличается от реальной. Вследствие эффекта бунчировки нелокальная ФРЭ имеет вид характерного максимума, перемещающегося вдоль резонансной траектории в плоскости (w, z) , рисунок 2.2 а. Напротив, локальная Максвелловская ФРЭ, сформировавшаяся в поле $E(z)$, вытянута в каждой фазе страты, рисунок 2.2 б.

Построение Максвелловской ФРЭ в этих условиях является нетривиальной задачей. Равновесная ФРЭ, заданная произведением $n(z) \left(\frac{m}{2\pi kT_e(z)} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{w}{kT_e(z)} \right)$, рассчитывалась для низких давлений в пространственно-периодическом поле 2.1 при постоянстве тока разряда. Основная трудность подобного расчета - расчет распределения электронной температуры вдоль страты. При низких давлениях электронная теплопроводность, выравнивающая электронную температуру вдоль страты, преобладает в

балансе энергий. Поэтому для вычисления профиля температуры необходимо решать уравнение теплопроводности. В данной работе электронная температура была рассчитана с помощью решения уравнения 2.2. Результаты решения уравнения 2.2, содержащего операторы упругих и неупругих ударов, более точны по сравнению с решением уравнения теплопроводности. Используя полную энергию как аргумент функции распределения, можно учесть перенос электронов в электрическом поле $E(z)$. Таким образом, электронная температура определяется через усреднение средней энергии по ФРЭ $kT_e = 2/3 \langle w(z) \rangle$.

Профили средней энергии $\langle w(z) \rangle$ и концентрации электронов $n(z)$, скоррелированные по фазе с полем $E(z)$, рассчитывались через интегрирование функции распределения по формулам

$$\frac{n(z)}{n_0} = \int_0^\infty w^{\frac{1}{2}} f_0(w, z) dw$$

$$\langle w(z) \rangle = \frac{\int_0^\infty w^{\frac{3}{2}} f_0(w, z) dw}{\int_0^\infty w^{\frac{1}{2}} f_0(w, z) dw}.$$

Результаты расчетов для нелокальной и Максвелловской ФРЭ изображены на рисунке 2.3. Как видно из рисунка 2.3 b, средняя энергия электронов, рассчитанная по нелокальной ФРЭ, смещена по фазе и не повторяет профиль поля $E(z)$ (рисунок 2.3 a). Несмотря на большую глубину модуляции поля, глубина модуляции средней энергии электронов невелика. Эта особенность связана с доминированием потерь энергии в неупругих ударах для низкого давления, что приводит к большому переносу энергии электронов. Заметим, что данный эффект может быть получен с помощью Максвелловской ФРЭ, если в балансе энергии электронов учесть электронную теплопроводность.

Профили электронной концентрации, рассчитанные по разным функциям распределения, изображены на рисунке 2.3 c, d. Профиль концентрации, рассчитанный по нелокальной ФРЭ, имеет малый фазовый сдвиг по отношению к полю и небольшую глубину модуляции. Напротив, расчет профиля концентрации по Максвелловской ФРЭ, рисунок 2.3 d, дает большую глубину модуляции, колебания концентрации происходят приблизительно в противофазе с полем. Это обстоятельство обеспечивается поддержанием постоянства продольного тока.

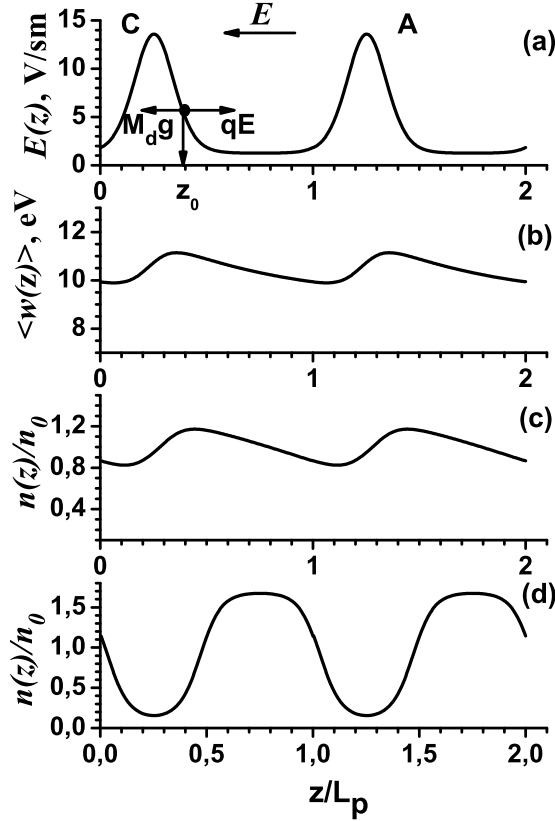


Рисунок 2.3: (а) Профиль поля $E(z)$, (b) средней энергии $\langle w(z) \rangle$, относительной концентрации $n(z)/n_0$ вдоль фазы страты для (с) нелокальной и (d) Максвелловской функций распределения. Точка z_0 соответствует равенству электростатической и гравитационной сил. Напряженность электрического поля в разряде направлена от анода (А) к катоду (С).

Стрелками показаны направление напряженности поля, линии сил, действующих на пылинку в положении равновесия z_0 электростатической qE и силы тяжести M_dg .

Описанные закономерности необходимо принимать во внимание при попытках использования Максвелловской функции распределения для расчётов параметров низкотемпературной плазмы, в том числе для определения заряда пылевой частицы.

2.2.2 Расчет потоков ионов и электронов на поверхность пылинки. Заряд пылинки

Потенциал и соответственно заряд пылевой частицы определяются из условия равенства потоков ионов и электронов из невозмущенной плазмы [6, 7, 11]. Впервые этот подход был применен Ленгмюром и Мотт-Смитом [94] для расчёта

зондовых характеристик, в частности для определения плавающего потенциала зонда. В дальнейшем аналогичные соображения были высказаны для пылевых частиц в плазме [6, 7, 11]. При малых давлениях и токах длина свободного пробега плазменных частиц превосходит величину слоя объемного заряда вокруг частицы. Электроны и ионы преодолевают этот слой в бесстолкновительном режиме, что соответствует условиям применения теории ОМЛ [6, 7, 11], которую мы будем использовать для расчета. На частицу попадают электроны и ионы, траектории которых пересекают сечение поглощения. Для электронов сечение поглощения имеет вид $\sigma_e(v) = \pi a^2 \left(1 + \frac{2e\varphi_s}{mv^2}\right)$. Обычно поток электронов вычисляется путем интегрирования по функции распределения электронов, прошедших через это сечение. Альтернативно, можно провести вычисление потока электронов на сферическую частицу, следуя работам [47, 95]. Далее мы рассмотрим этот способ, который позволяет не только визуализировать траектории движения электронов, но и учесть их отражение от поверхности частицы. Поток удобно выразить через плотность электронного тока. Уравнение для расчета плотности электронного тока имеет вид

$$j_e = \frac{2\pi n_0}{m^2} \int_{e\varphi_s}^{\infty} (\varepsilon + e\varphi_s) f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.4)$$

Формула 2.4 удобна для вычисления электронного тока на частицу при произвольной ФРЭ. Для Максвелловского распределения в невозмущенной области $f_0(u) = \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{u}{kT_e}\right)$, где k - постоянная Больцмана и T_e - температура электронов, получается известный результат $j_e = \frac{n_0 \bar{v}}{4} \exp\left(\frac{e\varphi_s}{kT_e}\right)$ ($\bar{v}$ - средняя скорость электронов) из уравнения 2.4. Нужно отметить, что уравнение 2.4 совпадает с выражениями, приведенными в [6, 7, 11] и полученными путем интегрирования сечения поглощения электронов по функции распределения. Уравнение 2.4 может быть записано

$$j_e = 2\pi n_0 \int_0^{\pi/2} \sin\vartheta d\vartheta \int_0^{\infty} v \cos\vartheta (1 - \xi(v, \vartheta)) f_0\left(\frac{mv^2}{2} - e\varphi_s\right) v^2 dv, \quad (2.5)$$

где $\xi(v, \vartheta)$ коэффициент отражения, зависящий в общем случае от скорости налетающего электрона и угла падения.

Вычислим поток ионов, идущий на поверхность пылевой частицы. Для ионов сечение поглощения имеет вид $\sigma_i(v) = \pi p^2 \left(1 - \frac{2e\varphi_s}{M_i v_i^2}\right)$, где M_i и v_i - масса и скорость ионов. Прицельный параметр p совпадает с радиусом частицы a , в случае если собирающей поверхностью является непосредственно поверхность частицы. Для более детального вычисления потока ионов могут быть учтены некоторые особенности движения ионов. В работе [47] рассмотрен случай финитного движения, когда собирающей поверхностью является сфера радиуса, $p_l, p_l > a$. Попавшие в эту сферу ионы по спиральным траекториям падают на частицу. Подобное движение может иметь место, как в кулоновском поле, так и в полях, отличных от него, например, в экранированном кулоновском потенциале. В работе [50] рассмотрен случай, когда в результате столкновений с перезарядкой возникают медленные ионы вблизи частицы и их заряд экранирует заряд частицы. В настоящей работе расчеты выполнены в предположении, что собирающей поверхностью является поверхность пылевой частицы. Для вычисления ионного тока используется общепринятое выражение, которое получается интегрированием сечения поглощения ионов по сдвинутой Максвелловской функции распределения [6, 7, 11]. Функцию распределения ионов в невозмущенной плазме с учетом теплового и направленного движения можно представить в виде $f_i(r, v_i) = \left(\frac{M_i}{2\pi k T_i}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{M_i(v_i - u)^2}{2\pi k T_i}\right)$, где $u = b_i E$ направленная скорость ионов, b_i подвижность ионов, v_i and T_i скорость и температура ионов. Скорость ионов в предслое [96], в соответствии с критерием Бома, составляет величину $\sim \sqrt{\frac{k T_e}{M_i}}$. Переход к слою объемного заряда происходит там, где поле в слое заметно превышает поле в невозмущенной плазме. Выражение для плотности ионного тока имеет следующий вид [5, 97, 98]

$$j_i = \frac{n \bar{v}_i}{4} \times 2 \left\{ \frac{1 + \frac{M_i u^2}{k T_i} - \frac{2e\varphi_s}{k T_i}}{\sqrt{\frac{M_i u^2}{k T_i}}} \frac{\pi}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{M_i u^2}{2k T_i}} \right) + \exp \left(-\frac{M_i u^2}{2k T_i} \right) \right\}. \quad (2.6)$$

Рисунок 2.4 показывает плотность электронного тока на поверхность пылинки I_e в зависимости от потенциала пылинки вдоль страты. Основные отличия

между электронным токами, вычисленными с помощью нелокальной (2.4a) и Максвелловской ФРЭ (2.4b) следующие: абсолютные значения, глубина модуляции и фазовый сдвиг. Плотность ионного тока I_i в зависимости от потенциала пылинки вдоль страты также показана на рисунке 2.5. Рисунки 2.5 и 2.4 наглядно иллюстрируют нарастание плотности ионного тока и падение плотности электронного по мере увеличения потенциала пылинки для всех фаз страты.

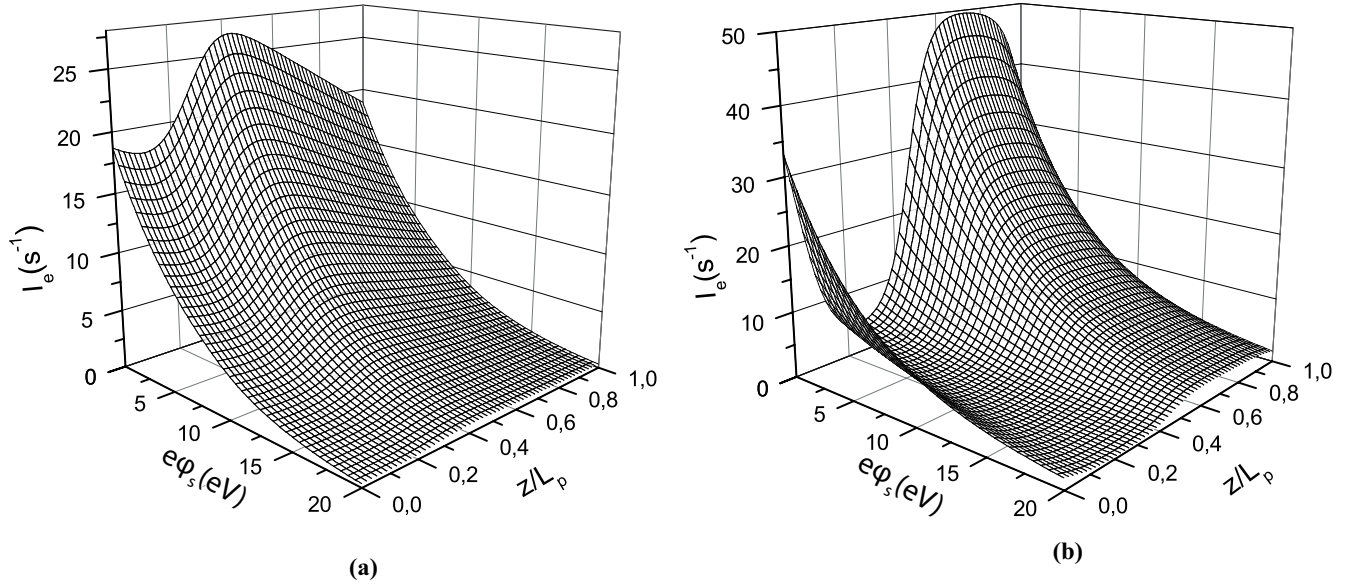


Рисунок 2.4: Плотность электронного тока в зависимости от потенциала пылинки $e\phi_s$ и приведенной координаты z/L_p для нелокальной (a) и Максвелловской (b) функций распределения электронов.

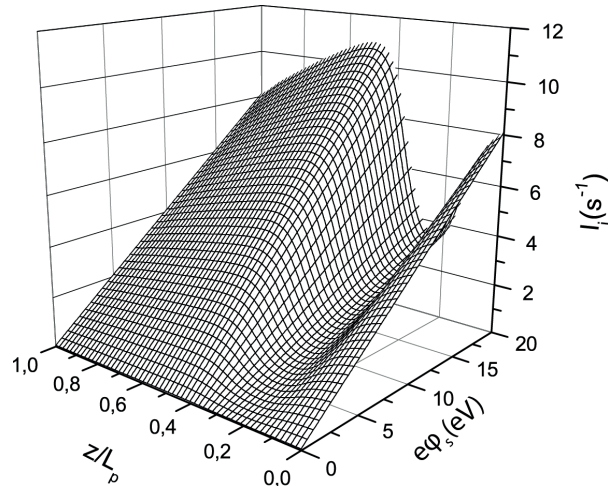


Рисунок 2.5: Плотность ионного тока в зависимости от потенциала пылинки $e\phi_s$ и приведенной координаты z/L_p .

На рисунке 2.6 изображены пересечения поверхностей плотностей электронного (синяя поверхность) и ионного (красная поверхность) токов, которые поз-

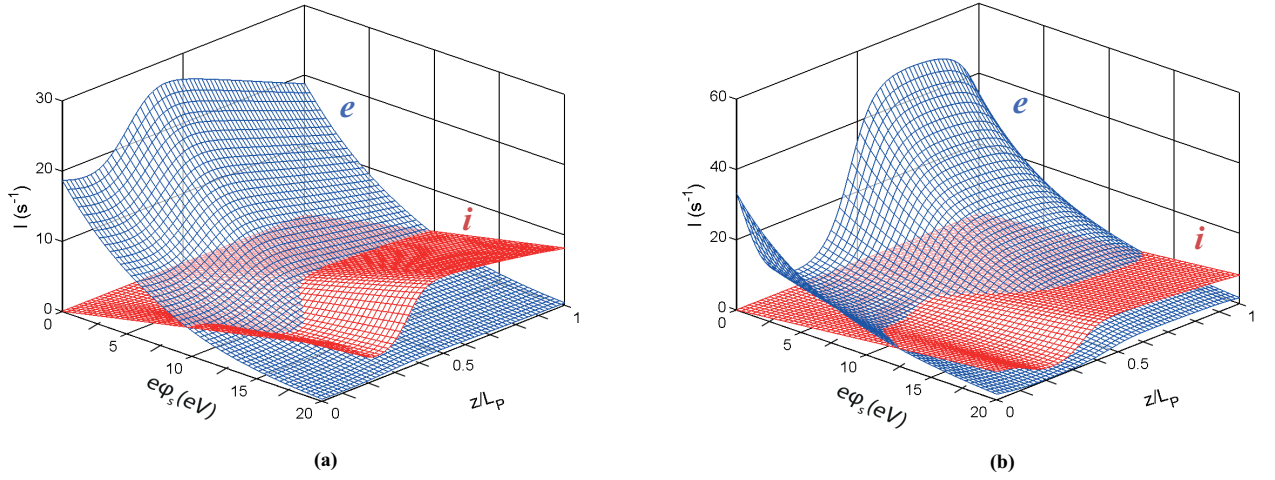


Рисунок 2.6: Пересечение поверхностей ионного (красная поверхность) и электронного (синяя поверхность) потоков для нелокальной (а) и Максвелловской (b) функций распределения электронов.

воляют найти зависимость потенциала пылинки φ_s от приведенной координаты. Корреляция распределения потенциала пылинки, полученного с использованием двух типов ФРЭ, с электрическим полем показана на рисунке 2.7. Аксиальное распределение зарядового числа пылинки, вычисленное по формуле

$$\varphi_s = \frac{eZ_d}{a},$$

также изображено на рисунке 2.7.

Сравнение рисунков 2.7 а и 2.7 b показывает, что потенциал пылинки, полученный с использованием нелокальной ФРЭ находится в противофазе с распределением потенциала, полученным с использованием Максвелловской ФРЭ. На рисунке 2.7 с также изображен профиль поля, положения равновесия пылевой частицы в точках 1 и 2, определенные из условия равенства электростатической и гравитационных сил $eZ_d(z_0)E(z_0) = M_dg$. Проанализируем устойчивость положения равновесия в точках 1 и 2 по отношению к малым флуктуациям координаты δz . Если значение равнодействующей силы ΔF , заданной выражением

$$\Delta F = -M_dg + eZ_d(z_0 - \delta z)E(z_0 + \delta z) = E(z_0)eZ_d'(z_0)\delta z + eZ_d(z_0)E'(z_0)\delta z,$$

имеет противоположный знак относительно δz , пылевая частица возвращается в свое положение. Если значение ΔF имеет тот же знак, что и флуктуация,

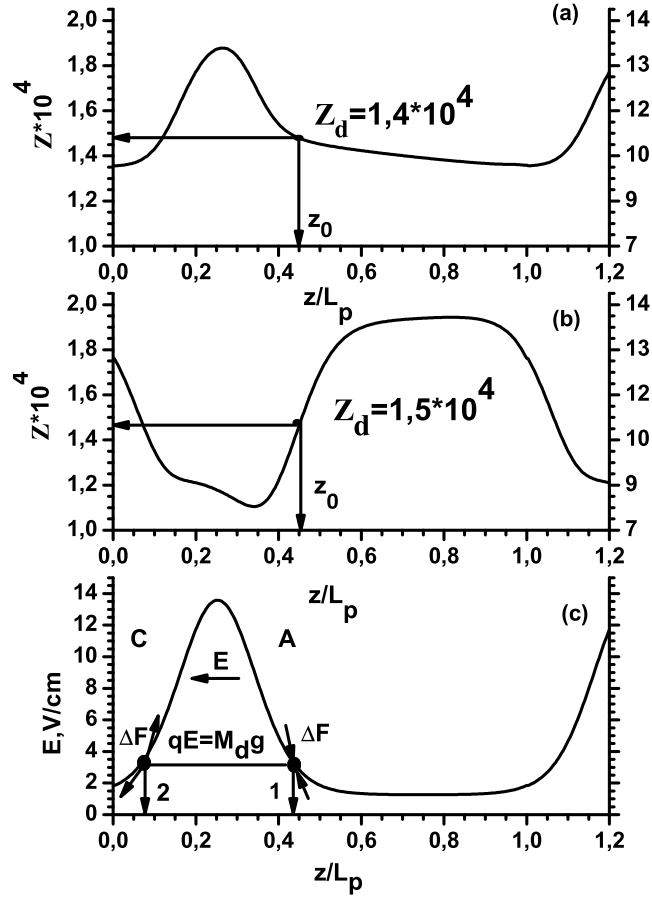


Рисунок 2.7: Корреляция распределения потенциала пылинки φ_s и зарядового числа Z_d , полученных с использованием нелокальной (а) и Максвелловской ФРЭ (б) с распределением профиля поля в страте $E(z)$.

равновесие не возникает. Значения производных электрического поля $E'(z_0)$ и зарядового числа $Z_{d'_{real}}(z_0)$, полученные с использованием нелокальной ФРЭ, отрицательны в точке 1 и положительны в точке 2 (рисунок 2.7). Таким образом устойчивое положение равновесия находится справа от максимума распределения электрического поля (точка 1), где равнодействующая сила имеет знак, противоположный флуктуации.

Производная зарядового числа пылинки $Z_{d'_{mxw}}(z_0)$, полученного с использованием Максвелловской ФРЭ, положительна в точке 1. Результаты расчетов, представленные в Таблице 2.1, показывает, что первый член в правой части уравнения вынуждающей силы ΔF на порядок меньше второго. Поэтому в случае Максвелловского распределения, значение равнодействующей силы определяется знаком производной электрического поля. Однако если z_0 , зависящая от массы, попадает в область, где равнодействующая сила имеет тот же знак что

и флуктуация, положение равновесия не возникает. Таким образом, использование Максвелловской ФРЭ может привести к ошибкам в определении заряда пылевой частицы.

В заданных условиях значения зарядового числа и потенциала пылевой частицы, полученные с помощью нелокальной ФРЭ, составили величины $Z_{dreal} = 1.5 * 10^4$ и $e\varphi_s = 11$ eV. Зависимость распределения зарядового числа пылинки от вида функции распределения электронов представлена на рисунке 2.7. Максвелловская ФРЭ может привести к ошибкам в определении заряда пылевой частицы. Когда положение равновесия пылевой частицы, зависящее от массы, попадает в область, где значения потенциалов $\varphi_s(z)$, рассчитанные с использованием двух различных ФРЭ, близки, значения зарядовых чисел также окажутся близкими. Для пылинок другой массы ошибки в определении заряда и потенциала будут значительны.

Анализ зарядки пылевой частицы в тлеющем разряде низкого давления позволил выделить следующие особенности. Если известны электрическое поле в страте, масса и радиус пылинки, то метод, описанный выше, может быть применен для определения заряда и потенциала пылинки. Систематические ошибки метода связаны с неопределенностью в оценке геометрических размеров поверхности, собирающей ионы. В диапазоне давлений $p = 0.06 - 0.2$ торр значение длины свободного пробега ионов по отношению к резонансной перезарядке равно $\lambda_i = 0.01 - 0.03$ см (сечение резонансной перезарядки для неона имеет значение порядка $4 * 10^{-15}$ см²). При концентрации электронов/ионов $n = 3 * 10^9$ см⁻³ радиус Дебая, полученный из уравнения $r_d = \sqrt{\frac{kT_i}{4\pi ne^2}}$, равен $3 * 10^{-3}$ см. На основе приведенных оценок можно говорить, что ионы движутся в бесстолкновительном режиме. В случае финитного движения ионов и столкновений с перезарядкой, собирающая поверхность для ионов может отличаться от радиуса пылевой частицы. Для того, чтобы избежать ошибки подобного рода можно сделать следующие корректировки. Во-первых, заряд пылинки должен быть определен из условия равенства электронного и ионного токов, а не на основе равенства плотностей токов. Во-вторых, необходимо учитывать возможность отражения электронов от поверхности пылевой частицы и делать соответствующие поправки при вычислении электронного тока согласно уравнению 2.4.

Таблица 2.1: Параметры для анализа устойчивости положения равновесия. Значение электрического поля E , зарядовое число, рассчитанное с использованием нелокальной ФРЭ Z_{dreal} , зарядовое число, рассчитанное с использованием Максвелловской ФРЭ Z_{dmxw} в точке равновесия $z_0/L_p = 0.45$; значение производной электрического поля E' , зарядовое число, рассчитанного с использованием нелокальной ФРЭ Z'_{dreal} , зарядовое число, рассчитанное с использованием Максвелловской ФРЭ Z'_{dmxw} в точке $z_0/L_p = 0.46$; произведение величин, описанных выше EZ'_{dreal} , $E'Z_{dreal}$, $E'Z_{dmxw}$, $E'Z'_{dmxw}$; значение приведенной равнодействующей силы для нелокальной ФРЭ $\Delta F_{real}/e\delta z$ и для Максвелловской ФРЭ $\Delta F_{mxw}/e\delta z$.

$E(V/cm)$	$E'(V/cm^2)$	$Z_{dreal} * 10^4$	$Z'_{dreal} * 10^4(1/cm)$	$Z_{dmxw} * 10^4$	$Z'_{dmxw} * 10^4(1/cm)$
2.5	-24	1.4	-0.6	1.5	5.1
$EZ'_{dreal} * 10^4(V/cm^2)$	$E'Z_{dreal} * 10^4(V/cm^2)$	$EZ'_{dmxw} * 10^4(V/cm^2)$	$E'Z_{dmxw} * 10^4(V/cm^2)$	$\Delta F_{real}/e\delta z * 10^4(V/cm^2)$	$\Delta F_{mxw}/e\delta z * 10^4(V/cm^2)$
-1.5	-35.3	12.7	-36.6	-36.8	-23.9

2.3 Выводы к главе

1. Рассмотрена специфика кинетики электронов в стратифицированном разряде низкого давления и небольших токов в неоне. Рассчитана ФРЭ в пространственно-периодическом поле с учетом нелокальной кинетики электронов в стратах Р-типа.
2. Показано отличие нелокальной функции распределения электронов от равновесной (Максвелловской) и исследовано влияние вида ФРЭ на распределение концентрации электронов вдоль страты.
3. Рассчитаны плотности электронного и ионного тока в зависимости от потенциала пылинки вдоль страты. Продемонстрировано влияние вида ФРЭ на распределение электронного тока.
4. Рассчитано распределение потенциала и зарядового числа пылинки вдоль страты для нелокальной и Максвелловской ФРЭ. Показано к каким ошибкам в определении заряда может привести использование равновесной ФРЭ.
5. Получено значение зарядового числа уединенной пылевой частицы $Z_d = 1.5 * 10^4$.

Глава 3

Релаксационные колебания уединенной пылевой частицы

В главе 2 был предложен теоретический метод расчета заряда уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде. Из анализа литературных данных следует, что экспериментальные методы расчета заряда пылинки для стратифицированного разряда практически отсутствуют. В настоящей главе предлагается экспериментальный метод расчета заряда пылевой частицы, основанный на наблюдении релаксационных колебаний пылинки, вызванных модуляцией разрядного тока с частотой 1-2 Гц. Расчет заряда проводится с помощью измеренной собственной частоты. Экспериментальный метод определения заряда пылинки на основе собственной частоты был предложен для ВЧ-разряда в [70], однако в этой работе исследовались резонансные колебания цепочки пылевых частиц.

3.1 Экспериментальная установка

Для исследования колебательного движения уединенной пылевой частицы была разработана экспериментальная установка, изображенная на рисунке 3.1. Тлеющий разряд постоянного тока создавался в неоне при давлениях $p=0.06 - 0.4$ торр и токах 1 – 5 мА. Стекло́нная трубка радиуса $r_0 = 1$ см имела два верхних и два нижних боковых отростка. Резкие стоячие страты создавались в вертикальном участке длиной 12 см. В нижнем отростке, рядом с катодом, устанавливалась специальная стеклянная вставка - диафрагма

- сужающая канал тока и стабилизирующая тем самым осцилляции катодного пятна, возникающие в тлеющих разрядах с холодными электродами [21]. Неоднородность, вызванная изменением сечения области разряда, приводит к стабилизации страт над вставкой с анодной стороны [99]. Второй нижний боковой отросток трубки позволял использовать данную установку для сбора и извлечения из разряда левитирующих частиц [100, 101]. Однако эксперименты подобного рода в данной работе не проводились.

В верхней части трубки напротив анода располагался контейнер с монодисперсными частицами сферической формы из меламин формальдегида плотностью $\rho = 1.514 \text{ г/см}^3$ диаметром $d = 4.10 \pm 0.14 \text{ мкм}$. Пылевые частицы инжектировались в разряд, где опускались до положения равновесия и образовывали упорядоченные структуры в нескольких стратах, рисунок 3.2. Для визуализации левитирующие частицы подсвечивались диодным лазером мощностью 30 мВт, с шириной пучка, превышающей размер частицы. Рассеянный частицами свет фиксировался видеокамерой, расположенной сбоку трубки.

С помощью подвижной диафрагмы можно было изменять положение страт и перемещать их в наиболее удобную для измерений область [99]. Конфигурация трубки позволяла проводить измерения в каждой из 6 страт, образующихся в вертикальном разрядном промежутке. Мы создавали уединенные частицы, подобно способу, описанному в [102], и следили за их перемещением во времени. Все измерения, представленные в работе, были проведены во второй от диафрагмы страте. Подобный выбор связан с конструкцией разрядной трубки и обусловлен тем, что эксперименты проводились в неоне, где наблюдается затухание неподвижных страт по направлению к аноду от места их возникновения [23].

Для осуществления вертикального воздействия на пылевую частицу, в электрическую цепь был включен модулятор тока (рисунок 3.1), состоящий из генератора прямоугольных импульсов и электрической схемы. Генератор позволял модулировать ток прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 1/2$ и $\theta = 3/8$ в диапазоне частот $\nu = 1 - 50 \text{ Гц}$ и с глубиной модуляции, изменяющейся в пределах $\mu = 0.15 - 0.41$. При переходе разряда от одного значения тока к другому изменялось положение страты и, соответственно, менялась вертикальная координата изучаемой пылинки. Динамика движения пылевой

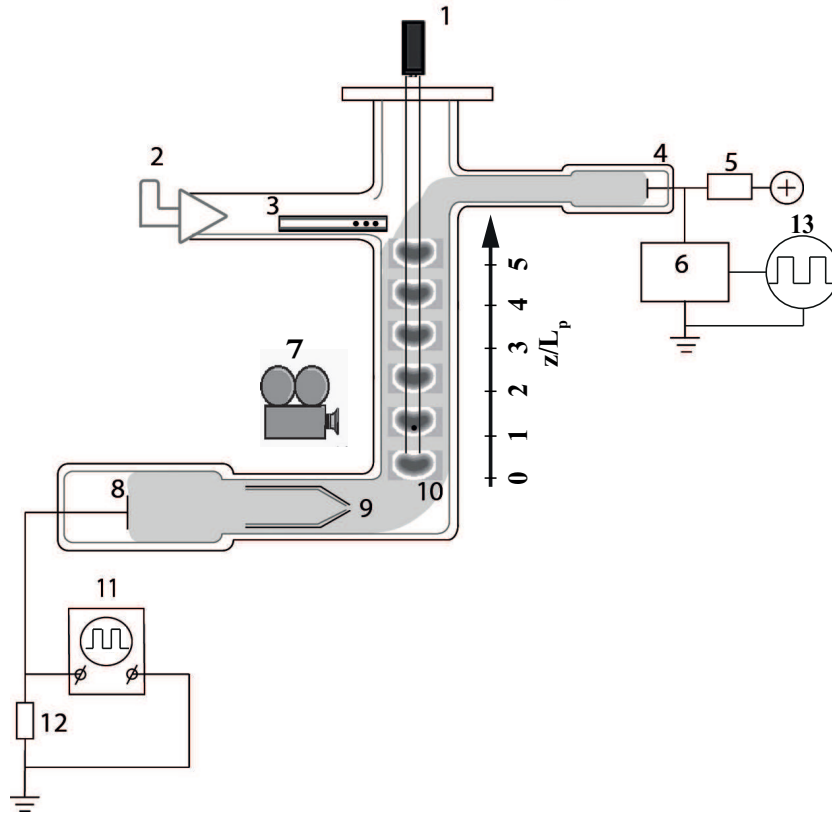


Рисунок 3.1: Схема экспериментальной установки. 1 – диодный лазер, 2 – вакуумный порт, 3 – контейнер с частицами, 4 – анод, 5 – балластное сопротивление, 6 – модулятор тока, 7 – CCD камера, 8 – катод, 9 – подвижная разрядная диафрагма, 10 – страты, 11 – осциллограф, 12 – измерительное сопротивление, 13 – генератор прямоугольных импульсов.

частицы записывалась на видеокамеру с временным разрешением 40 мс и форматом 640*480 Мпкс. Погрешность эксперимента была связана, в основном, с позиционированием частицы и составляла величину порядка 12

В условиях нашего эксперимента установились Р – страты [87]. В стратах Р – типа электроны пролетают два пространственных периода поля, прежде чем испытают неупругий удар с потерей кванта энергии, равной порогу возбуждения. В данной работе все расчеты проведены на примере Р – страты с длиной $L_p = 2.08$ см и средним значением поля $E_0 = 4.25$ В/см.

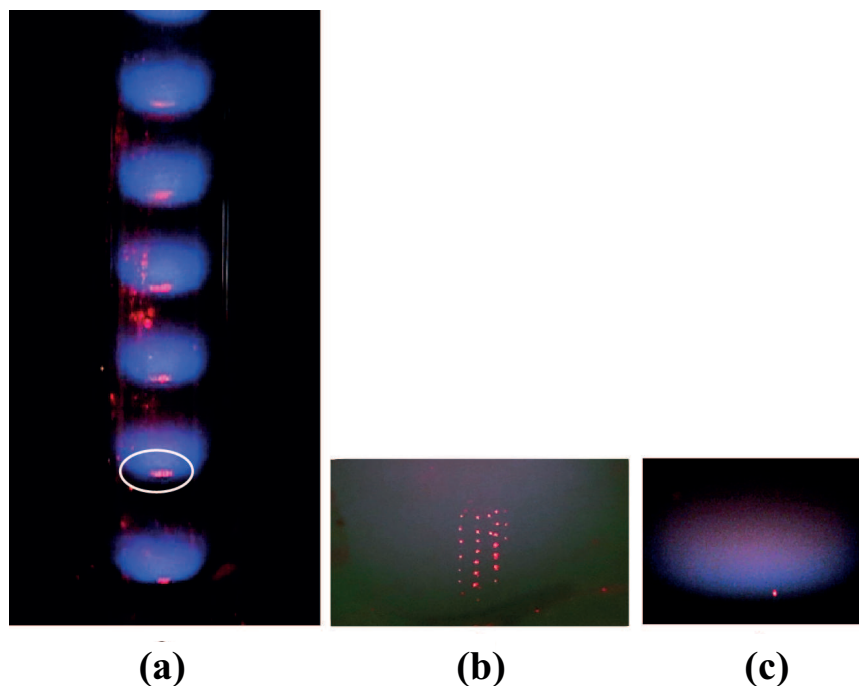


Рисунок 3.2: Пылевые структуры наблюдаемые в разряде неона. Структуры в стратах, образующиеся в разрядном промежутке экспериментальной установки (a); стабильная пылевая структура во второй страте, отмеченная на рисунке 3.2 a (b); страта с уединенной пылевой частицей (c). Вертикальный размер изображения 25 mm.

3.2 Наблюдение релаксационных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде. Результаты эксперимента.

При исследовании релаксационных колебаний пылинки разрядный ток модулировался прямоугольными импульсами в виде меандра на частотах 1 – 2 Гц. Частица из состояния равновесия при одном токе переходила в равновесное состояние при другом токе. На рисунке 3.3 показаны фотографии страты с уединенной пылинкой при значениях разрядного тока $i_1=2\text{мА}$ и $i_2=2.6\text{ мА}$. Из рисунка 3.3 видно, что при изменении тока имеет место смещение частицы по вертикали на величину порядка $\Delta Z \sim 2\text{ мм}$. Периодическое изменение тока с крутым фронтом позволило нам наблюдать переходную стадию колебаний частицы, которая на рисунке 3.4 показана для нескольких давлений $p=0.06\text{-}0.4$. Из

рисунка видно, что с увеличением давления затухающие колебания переходят в аperiodический режим.

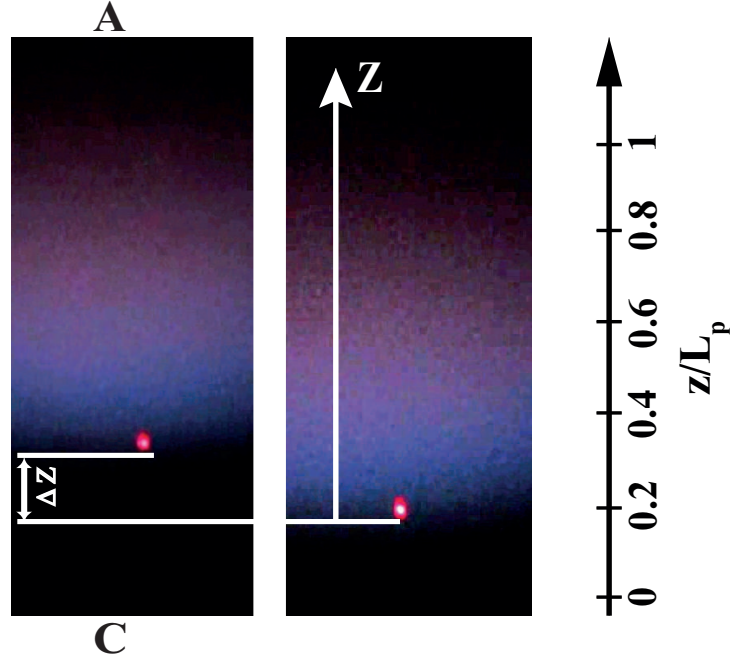


Рисунок 3.3: Фотография страты с уединенной пылевой частицей, представленная при двух значениях тока $i_1 = 2$ мА (слева) and $i_2 = 2.6$ мА (справа). Ось Z направлена вверх, против действия силы тяжести. Стрелкой указан масштаб приведенной координаты.

Характерное время, за которое происходит изменение тока, определяется временем распада электронной плотности за счет диффузии к стенкам. При низком давлении оценка этого времени должна производиться на основе нелокальной кинетики. Основная масса электронов заперта радиальным полем. На стенку уходят электроны только с энергиями, превышающими потенциал стенки, в режиме свободной диффузии. Уходы ионов на стенку можно приближенно описать в терминах амбиполярной диффузии. Оценка времени распада производилась по формуле $\tau_a = \frac{(R_0/2.4)^2}{D_a}$, где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии. В наших условиях оно составляет величину ~ 10 микросекунд, что много меньше периода модуляции, равного 0.5 с. Можно полагать, что профиль электрического поля в стратах при двух значениях тока сохраняется. Переключение разрядного тока от i_1 к i_2 приведет только к смещению профиля поля на величину ΔZ . Вместе с полем изменится и положение равновесия пылинки от $z_0^{(1)}$ к $z_0^{(2)}$. Переход к новому положению равновесия приведет к возникновению

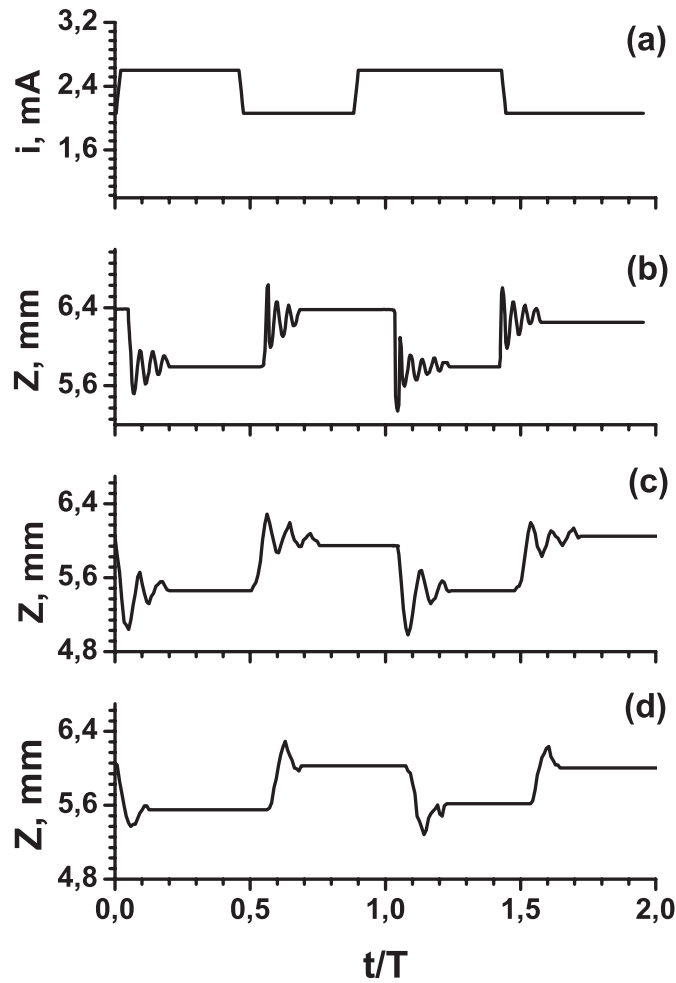


Рисунок 3.4: Режим колебаний уединенной частицы при различных давлениях. Зависимость величины разрядного тока от времени при модуляции разряда с частотой $\nu=1$ Гц (а). Зависимость смещения частицы в стратифицированном разряде при модуляции тока разряда с частотой 1 Гц при $p=0.06$ торр (b). Зависимости смещения частицы в стратифицированном разряде при модуляции тока разряда с частотой 2 Гц при $p=0.16$ (с). Зависимости смещения частицы в стратифицированном разряде при модуляции тока разряда с частотой 2 Гц при $p=0.38$ торр (с).

затухающих колебаний пылевой частицы. Колебания пылинки при изменении разрядного тока от i_1 к i_2 и обратно схематически иллюстрирует 3.5.

Обработка экспериментальных данных проводилась путем аппроксимации функцией $z(t) = A \exp(-\beta t + i\omega t)$, рисунок 3.6. Таким способом были определены коэффициенты затухания β и частоты ω затухающих колебаний. Например, для давления $p=0.06$ тор, полученные значения равны $\omega=138$ рад/с и $\beta = 15\text{с}^{-1}$. Коэффициент затухания β оказался на порядок меньше частоты ω . Экспериментально полученное значение коэффициента затухания $\beta = 15\text{с}^{-1}$ находится в хорошем соответствии со значением коэффициента трения частицы

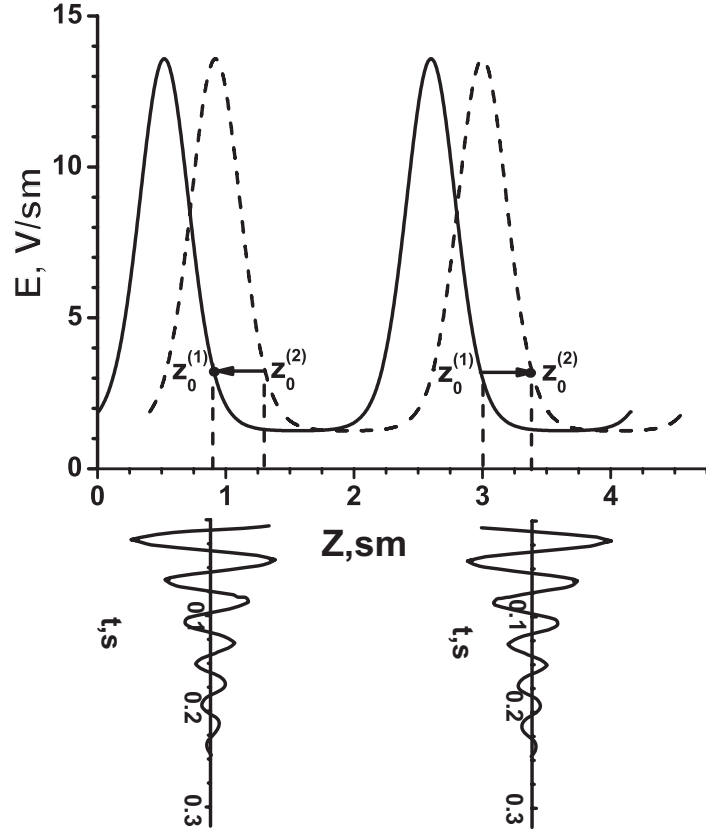


Рисунок 3.5: Иллюстрация смещения пылевой частицы при изменении разрядного тока. Смещения пылинки (направления указаны стрелками), вызванные изменением профиля поля под действием модуляции разрядного тока. В нижней части рисунка показаны затухающие колебания частицы при изменении положения равновесия.

о нейтральный газ $\beta = 19c^{-1}$, рассчитанным по формуле Эпштейна

$$\beta = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} a^2 \frac{p}{V_t M_d},$$

V_t – тепловая скорость атомов газа.

3.3 Измерение заряда пылинки

На основе полученных экспериментальных данных можно рассчитать зарядовое число частицы. В вертикальном направлении частица удерживается за счет баланса электростатической и гравитационной сил. Термофоретической силой и силой ионного увлечения в условиях эксперимента можно пренебречь. В положении равновесия частицы z_0 имеет место равенство сил $q(z_0)E(z_0) = M_d g$.

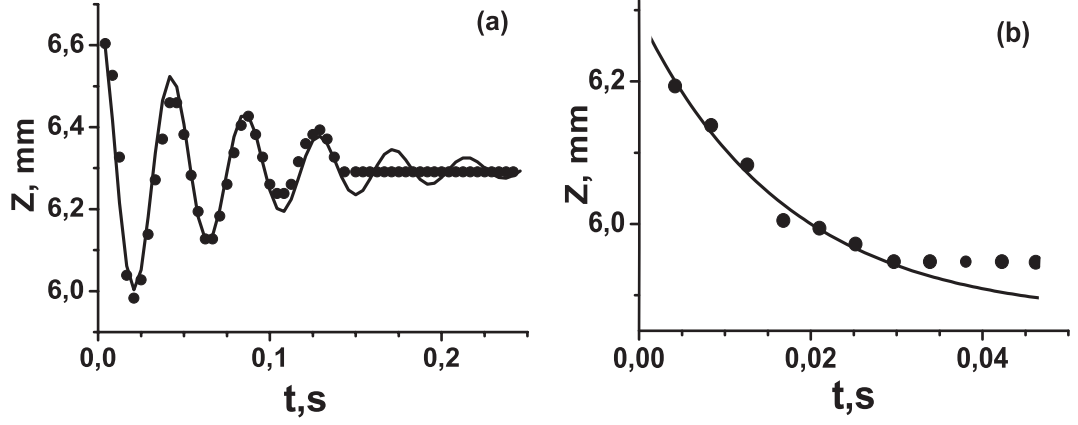


Рисунок 3.6: К определению частоты затухающих колебаний и коэффициента затухания. Зависимость смещения частицы от времени для периодического - (a), $p=0.06$ тор, и аperiodического - (b), $p=0.4$ тор, режимов. Точки – данные эксперимента, сплошные кривые – аппроксимация.

Частота собственных колебаний относительно положения равновесия в поле $E(z)$ в пренебрежении затуханием за счет трения определяется из уравнения движения

$$M_d \ddot{z}(t) = M_d g - qE(z(t))$$

Раскладывая поле $E(z)$ в ряд Тэйлора вблизи точки z_0 на устойчивой ветви поля

$$E(z) = E(z_0) + E'(z_0)(z(t) - z_0)$$

получаем уравнение

$$M_d \ddot{z}(t) = -qE'(z_0)(z(t) - z_0),$$

описывающее гармонические колебания с собственной частотой $\omega_0^2 = \frac{qE'(z_0)}{M_d}$. При наличии трения частицы о нейтральные атомы уравнение движения примет вид

$$\ddot{z}(t) + 2\beta\dot{z}(t) + \omega_0^2(z(t) - z_0) = 0, \quad (3.1)$$

Решение уравнения 4.3 описывает затухающие колебания. Вид решения задается той же формулой, что и выбранная аппроксимация экспериментальных

кривых

$$z(t) = A \exp(-\beta t + i\omega t),$$

где $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$. Таким образом, через измеренные величины β и ω можно найти частоту собственных колебаний ω_0 и получить заряд частицы согласно формуле

$$q = \frac{M_d}{E'(z_0)} \sqrt{\omega^2 + \beta^2}. \quad (3.2)$$

Заряд частицы в выражении 3.2 зависит от производной поля в точке равновесия $E'(z_0)$. Точка z_0 определяется из равенства гравитационной и электростатической силы, как было описано в главе 2.

Проведенный в главе 2 анализ устойчивости положения равновесия пылевой частицы качественно подтверждается визуальным изображением, если оцифровать картину свечения пылинки в страте, представленную на 3.5. Распределение свечения, являющегося суперпозицией свечения плазмы и лазерного света, рассеянного пылинкой, вдоль оси z связано с излучением спектральных линий в переходах между уровнями $2p_23s - 2p_53p$. Профиль поля может быть скоррелирован с профилем излучения на основе измерений и вычислений спектральных линий $p-s$ переходов, представленных в работе [103]. Интенсивность спектральных линий можно качественно сравнить с количеством быстрых электронов, с энергиями, превышающими порог возбуждения уровней $2p_53p$ ($U_P = 18.5$ эВ) в случае прямых процессов возбуждения или уровней $2p_53s$ ($U_S = 16.6$ эВ) в случае ступенчатых процессов. Скорости процессов возбуждения можно получить, интегрируя соответствующие сечения $Q_S(w)$, $Q_P(w)$ по функции распределения заданном поле $E(z)$.

$$J_S(z) = N \int_{U_S}^{\infty} w Q_S(w) f_0(w, z) dw$$

$$J_P(z) = N \int_{U_P}^{\infty} w Q_P(w) f_0(w, z) dw$$

Здесь $Q_S(w)$, $Q_P(w)$ сечения прямых и ступенчатых процессов, индексы s и p соответствуют начальному и конечному атомному состоянию. Полученная корреляция между рассчитанным числом возбуждений и визуально наблюдаемым свечением позволяет найти положение частицы в страте. На рисунке 3.7 показана корреляция профиля поля в страте с продольным распределением суммарного числа возбуждений $J(z) = J_p + J_r$ и продольным распределением интенсивности свечения страты с пылевой частицей. Из рисунка видно, что пылинка (заметный пик над профилем поля) действительно находится в той фазе страты, которая соответствует положению устойчивого равновесия.

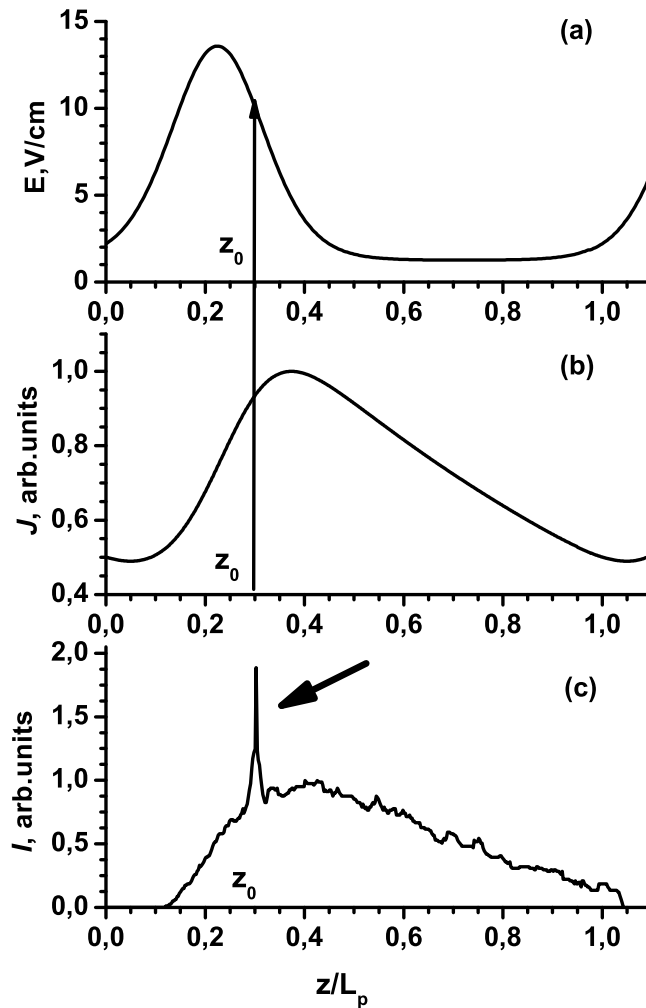


Рисунок 3.7: Корреляция между распределением поля страты $E(z)$ (a), относительного суммарного числа возбуждений $J(z)$ (b) и визуально наблюдаемого свечения в страте $I(z)$. Рассеянный от пылевой частицы свет дает заметный пик над профилем излучения. Пылинка находится в фазе страты, соответствующей ее устойчивому положению z_0 . Жирная стрелка показывает заметный пик над профилем распределения световой интенсивности (рассеянный пылинкой свет лазера).

Вычисление зарядового числа пылинки через измеренную собственную частоту колебаний и значение производной $E'(z_0)$ дало величину $Z_d = (1.9 \pm 0.2) * 10^4$. Диапазон ошибки обусловлен только погрешностью измерения собственной частоты ω_0 . Для определения погрешности, связанной с производной поля $E'(z_0)$ необходимо корректное задание профиля поля, что требует прецизионных зондовых измерений [104]. Мы можем сравнить полученные результаты с работой [82], где измерения заряда также выполнены в условиях стартифицированного разряда. Вычисленное нами значение зарядового числа не противоречит значению, полученному в [82] при давлении $p=0.5$ торр для частиц используемого нами размера. Значение зарядового числа оказалось в хорошем соответствии со значением, полученным из кинетической теории. Незначительные различия двух величин связаны с тем, что для более точного определения заряда необходимо учитывать некоторые особенности движения ионов вблизи поверхности пылевой частицы.

3.4 Выводы к главе

1. Реализованы затухающие колебания уединенной пылевой частицы посредством смещения положения страты, вызванного модуляцией разрядного тока с частотой 1-2 Гц.
2. Измерены затухающие колебаний пылинки в страте в диапазоне давлений $p=0.06-0.38$ торр.
3. Экспериментально определено значение собственной частоты пылинки и коэффициента затухания. Для давления $p=0.16$ торр эти значения соответственно равны $\nu=25$ Гц и $\beta = 15c^{-1}$.
4. На основе предложенного экспериментального метода получено значение зарядового числа пылинки $Z_d = (1.9 \pm 0.2) * 10^4$. Значение заряда находится в хорошем соответствии со значением, рассчитанным в главе 2. Значение заряда, экспериментально определенное в данной главе при давлении $p=0.16$, отличается меньше чем в два раза от значения, полученного в работе [82] для частиц того же диаметра при давлении $p=0.5$ торр.

Глава 4

Вынужденные колебания уединенной пылевой частицы

Из литературного обзора следует, что ранее колебательные свойства уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде не исследовались. В главе 3 были изучены релаксационные колебаний пылинки, обусловленные модуляцией разрядного тока с частотой 1-2 Гц. В настоящей главе изучается отклик плазменно-пылевой системы, уединенной пылевой частицы в страте, на модуляцию разрядного тока с частотой от 1 до 30 Гц. Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылевой частицы имеют резонансный характер. Проводится исследование влияния формы модулирующего сигнала на АЧХ колебаний пылинки.

В главе 3 был предложен экспериментальный метод определения заряда пылевой частицы на основе измерения собственной частоты. В данной главе предлагаются два независимых способа определения собственной частоты на основе исследования вынужденных колебаний пылинки.

Теория гармонического осциллятора применяется для количественного описания вынужденных колебаний пылевой частицы в страте. Рассчитывается добротность плазменно-пылевой системы.

4.1 Наблюдение вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.

Эксперименты проводились на установке, описанной в главе 2, с теми же монодисперсными сферическими пылевыми частицами. Давление неона изменялось в диапазоне $p=0.66-0.06$ торр. Разрядный ток модулировался сигналами прямоугольной формы со скважностями $\theta = 1/2$ и $\theta = 3/8$ с частотой, изменяющейся в диапазоне $\nu = 1 - 30$ Гц. При переключении тока от значения $i_1=2$ мА до $i_2=2.6$ мА наблюдалось скачкообразное перемещение страт в разрядном промежутке как целого на величину порядка $\Delta Z=1.5$ мм. При обратном переключении тока от i_2 до i_1 вся периодическая структура страт возвращалась на исходное место. Скачкообразное смещение страты приводило к периодическому смещению частицы от одного положения равновесия к другому, вызывая вынужденные колебания пылевой частицы.

Обсудим стабильность среднего электрического поля. На рисунке 4.1 ab представлены фотографии страты с уединенной пылевой частицей при двух значениях разрядного тока. Фотографии страт, ранее представленные в главе 3, использовались для анализа интенсивности свечения страты с пылинкой. На рисунках 4.1 c, d приведено распределение интенсивности свечения в страте с пылинкой при двух значениях разрядного тока, полученное в результате оцифровки фотографий, представленных на рисунке 4.1 a, b (глава 2). Заметный пик над профилем интенсивности света соответствует положению равновесия пылинки, рассеивающей излучение лазера. Из рисунка видно, что смещение пылевой частицы на величину $\Delta Z=1.5$ мм происходит без изменения фазы страты, в котором реализуется устойчивое положение равновесия ($q(z_0)E(z_0) = Mag$). В наших экспериментальных условиях применим кинетический подход к описанию страт (глава 2). Основная масса электронов захвачена радиальным полем. Электроны, энергия которых превышает потенциал стенки, достигают ее в режиме свободной диффузии. Перенос ионов на стенку может быть описан в терминах амбиполярной диффузии. Преобладает прямая ионизация, скорость которой линейно зависит от концентрации электронов. В рамках линейной тео-

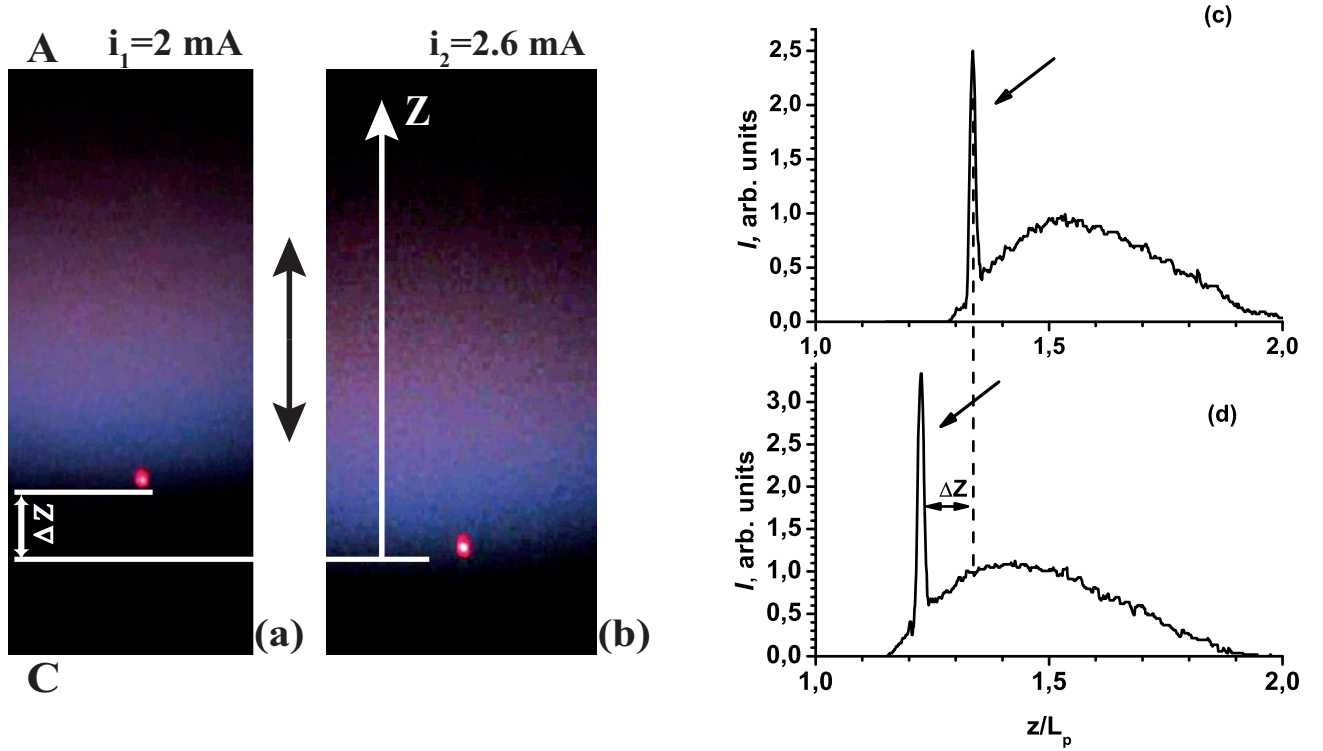


Рисунок 4.1: Иллюстрация смещения пылинки в страте при модуляции разрядного тока импульсами прямоугольной формы. Фотография уединенной пылевой частицы при двух значениях разрядного тока $i_1 = 2$ мА (а) и $i_2 = 2.6$ мА (б). Ось Z направлена от катода (С) к аноду (А). Двусторонней стрелкой показано периодическое смещение пылевой частицы на величину порядка $\Delta Z \sim 1.5$ мм. Интенсивность свечения страты $I(z)$ с пылинкой при двух значениях тока $i_1 = 2$ мА (с) и $i_2 = 2.6$ мА (д). Стрелками показаны заметные пики над профилем интенсивности свечения страты (рассеянный от пылевой частицы свет лазера).

рии вольт-амперная характеристика не зависит от тока. Таким образом, среднее поле и длина страты остаются постоянными при двух значениях тока. Следовательно, значения поля $E(z_0)$ и заряда $q(z_0)$ при двух значениях тока остаются постоянными.

Модуляция тока синусоидальными или прямоугольными импульсами позволяет получить амплитудно-частотную характеристику вертикальных колебаний пылинки. Частота вынуждающей силы совпадает с частотой модуляции тока. При синусоидальной модуляции тока зависимость вынуждающей силы от времени имеет вид

$$f_{sin}(t) = \frac{f_{max} + f_{min}}{2} + \frac{f_{max} - f_{min}}{2} \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right). \quad (4.1)$$

где $f_{\min}$, $f_{\max}$ - значения амплитуды вынуждающей силы при периодическом изменении разрядного тока от $i_1=2$ мА до $i_2=2.6$ мА. При модуляции сигналом прямоугольной формы, которая использовалась в эксперименте, зависимость вынуждающей силы от времени имеет вид

$$f_{sqr}(t) = \begin{cases} f_{\max}, & \text{for } 0 < t < \theta T; \\ f_{\min}, & \text{for } \theta T < t < T; \\ f(t + (j + 1)T) = f(t + jT) & \text{for } j = 0, 1, 2.. \end{cases} \quad (4.2)$$

где T – период, θ - скважность.

4.2 Результаты эксперимента

4.2.1 Резонансные кривые

Прямое измерение амплитуды вертикальных колебаний пылевой частицы, вызванных низкочастотной модуляцией разрядного тока сигналом прямоугольной формы, было проведено с временным разрешением 40 мс. На рисунке 4.2. представлены фотографии следа пылинки при ее вертикальных осцилляциях для четырех частот модулирующего сигнала при давлении $p=0.16$ тора. Из рисунка видно, что вертикальные колебания частицы имеют резонансный характер, максимальная амплитуда колебаний наблюдается вблизи 21 Гц. На кратной частоте 11 Гц колебания имеют более высокий размах, чем на промежуточных частотах (16 Гц и 26 Гц).

На рисунке 4.3 представлены АЧХ вынужденных колебаний пылинки при модуляции тока прямоугольными импульсами со скважностью $\theta=3/8$ в диапазоне давлений $p=0.66-0.06$ тора. При максимальном давлении из выбранного диапазона амплитуда колебаний на всех частотах близка к нулю. С понижением давления амплитуда увеличивается, что связано с уменьшением трения пылинки о нейтральные атомы газа. При двух самых низких давлениях из представленного диапазона проявляется резонансный характер вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы. Например, при давлении $p=0.06$ торр наблюдаются хорошо различимые резонансные максимумы на частотах $\nu_1=21$ Гц, $\nu_2=11$ Гц, $\nu_3=6$ Гц.

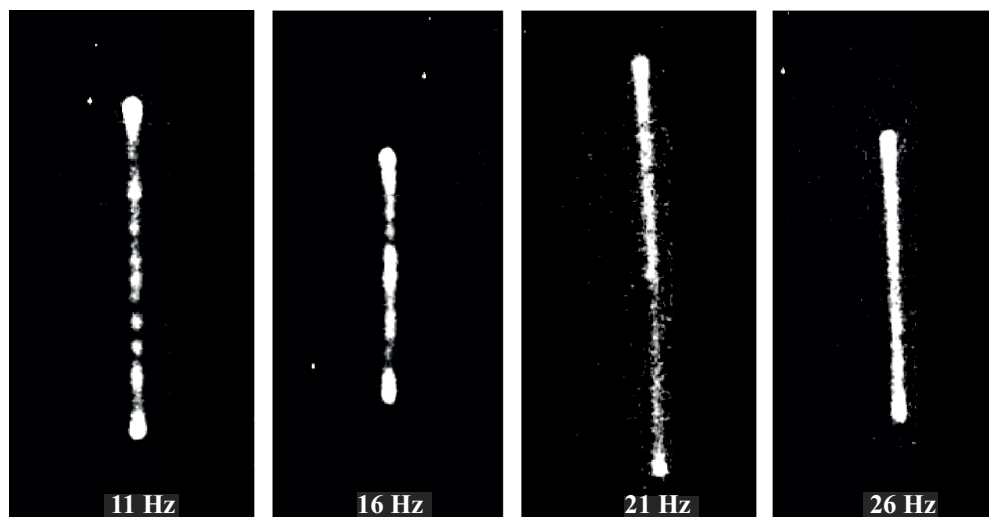


Рисунок 4.2: Серия фотографий, показывающая размах амплитуды вертикальных колебаний уединенной пылевой частицы для разных частот вынуждающей силы при давлении $p=0.16$ torr. Размер каждой фотографии составляет величину 2×0.9 мм.

4.2.2 Измерение собственной частоты плазменно-пылевой системы

При наблюдении вынужденных колебаний существует возможность напрямую измерить собственную частоту системы, например, по сдвигу фазы колебания, или по резонансу скорости. Для экспериментального определения собственной частоты была измерена временная зависимость смещения пылинки при модуляции тока разряда в диапазоне частот 20-25 Гц. Измерения проводились с использованием скоростной видеосъемки с временным разрешением 4 мс. На рисунке 4.4 а представлено смещение страты во времени при периодической модуляции разрядного тока и основная гармоника Фурье разложения прямоугольного импульса. На рисунке 4.4 b-d показано временная зависимость смещения уединенной пылевой частицы при модуляции тока с частотой 23- 25 Гц. Из рисунка видно, что при приближении частоты модулирующего сигнала к 25 Гц сдвиг фаз между вынужденными колебаниями пылинки и вынуждающей силой увеличивается, достигая значения $\pi/2$. Кроме того, проведенные детальные измерения с временным разрешением 4 мс позволили определить амплитуду скорости в диапазоне частот 20-25 Гц. Амплитуда скорости была рассчитана из отношения пути, который прошла пылевая частица между дву-

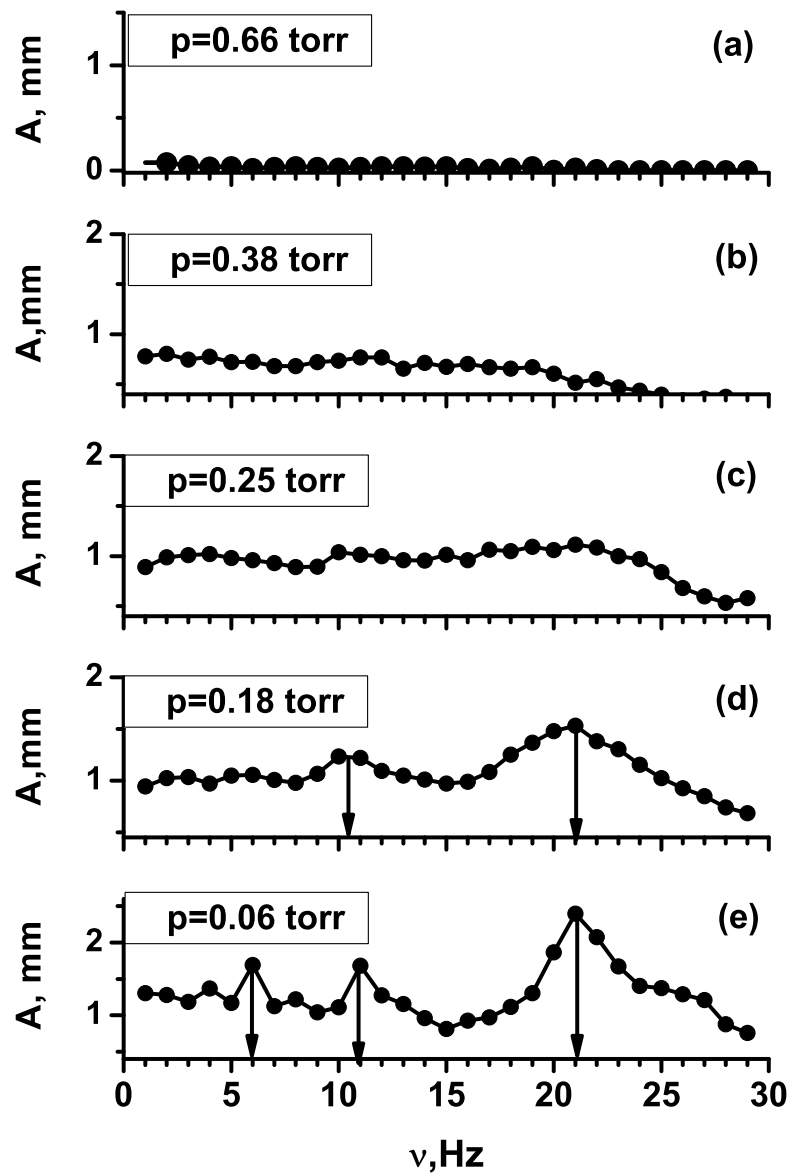


Рисунок 4.3: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы, соответствующие различным значениям давления. На рисунке 4.3 d, e наблюдается резонансный характер колебаний.

мя кадрами к длительности кадра. Максимум амплитуды скорости происходит на собственной частоте системы, соответствующей частоте 25 Гц, и его значение равно 100 mm/s. Таким образом, собственная частота определенная двумя независимыми способами, совпала с измерениями, проведенными в главе 3.

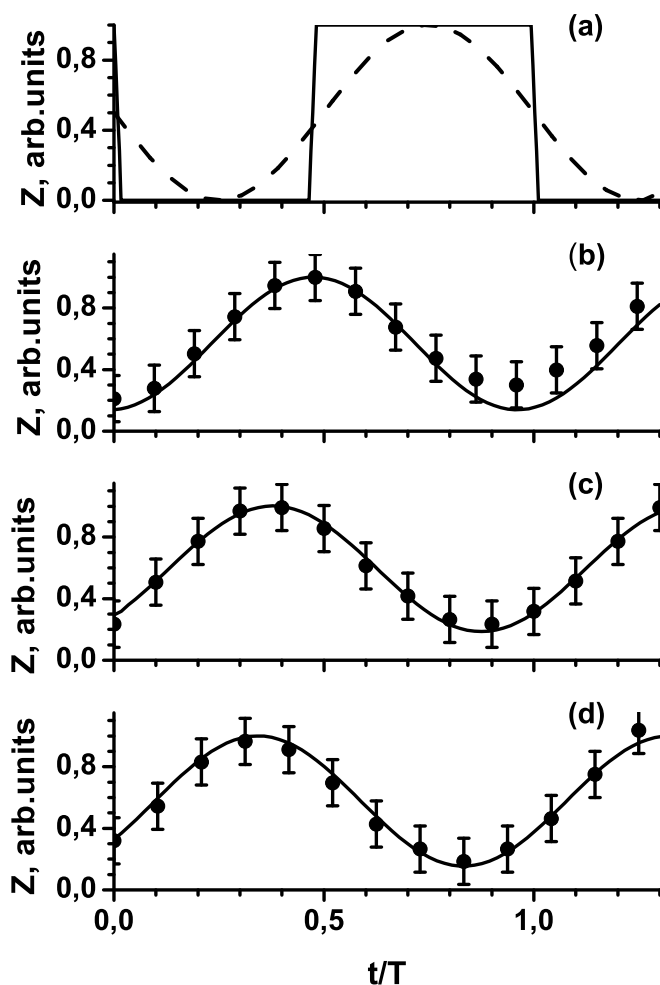


Рисунок 4.4: Смещение фаз при приближении частоты вынуждающей силы к собственной частоте системы при давлении $p=0.25$ торр. Смещение страты во времени при модуляции разрядного тока импульсами прямоугольной формы (a). Пунктирной кривой показана первая гармоника Фурье разложения прямоугольного импульса. Смещение пылевой частицы под действием вынуждающей силы с частотой 23 (b), 24 (c), 25(d) Гц. Точки – данные эксперимента, сплошная кривая – аппроксимация. Частота съемки 1/240 кадров в секунду.

4.3 Интерпретация результатов на основе теории линейных колебаний

4.3.1 Зависимость отклика плазменно-пылевой системы от вида вынуждающей силы

Интересной особенностью измеренных резонансных кривых, рисунок 4.3 d, e, оказалось появление наряду с главным резонансным максимумом на частоте

те $\nu_{res}=21$ Гц субгармоник на частотах $\nu_{res}/2$ и $\nu_{res}/3$. Подобный набор частот наблюдался в условиях ВЧ разряда в гелии в работе [70], где вертикальные колебания пылинки инициировались сигналами прямоугольной и синусоидальной форм. Интерпретацию измеренных АЧХ, рисунок 4.3 de, можно провести на основе теории вынужденных колебаний линейных систем. Вертикальные колебания пылинки описываются уравнением линейного гармонического осциллятора

$$\ddot{z} + 2\beta\dot{z} + \omega_0^2 z = f(t), \quad (4.3)$$

где $f(t)$ – вынуждающая сила, определенная формулами 4.1 и 4.2. В случае синусоидальной модуляции 4.1 с циклической частотой ω АЧХ имеет вид.

$$A_{sin} = \frac{(f_{min} - f_{max})/2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}. \quad (4.4)$$

В случае периодической силы, описываемой уравнением 4.2, амплитуда вынужденных колебаний будет определяться как суперпозиция откликов системы на действие каждой из компонент разложения силы в ряд Фурье

$$A_{sqr}(\omega) = \sum_k \frac{\sqrt{\sin^2(k\pi\theta)}}{k\pi} * \frac{(f_{min}-f_{max})}{k\sqrt{k^2((\frac{\omega_0}{k})^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2(\omega)^2}} \quad for \quad k = 1, 2, 3... \quad (4.5)$$

АЧХ вынужденных колебаний, рассчитанные для различных форм модулирующего сигнала приведены на рисунке 4.5. В случае синусоидальной модуляции АЧХ имеет стандартный вид с главным резонансным максимумом на частоте ν_{res} (рисунке 4.5a, d). Для модулирующего сигнала в форме меандра (рисунк 4.5 b) наряду с главным максимумом наблюдаются дополнительные максимумы на нечетных кратных частотах $\frac{\nu_{res}}{2k+1}$, поскольку в Фурье разложении прямоугольного импульса со скважностью 1/2 четные гармоники отсутствуют (рисунк 4.5 e). Для модулирующего сигнала прямоугольной формы со скважностью 3/8 (рисунк 4.5 c) имеет место более сложная картина. Четные гармоники имеют достаточно большую амплитуду, а амплитуда нечетных гармоник несколько меньше (рисунк 4.5 f).

АЧХ, измеренные для давлений $p=0.06$ и 0.16 торр (рисунк 4.3 d e), были аппроксимированы функцией, заданной уравнением 4.5, путем вариации соб-

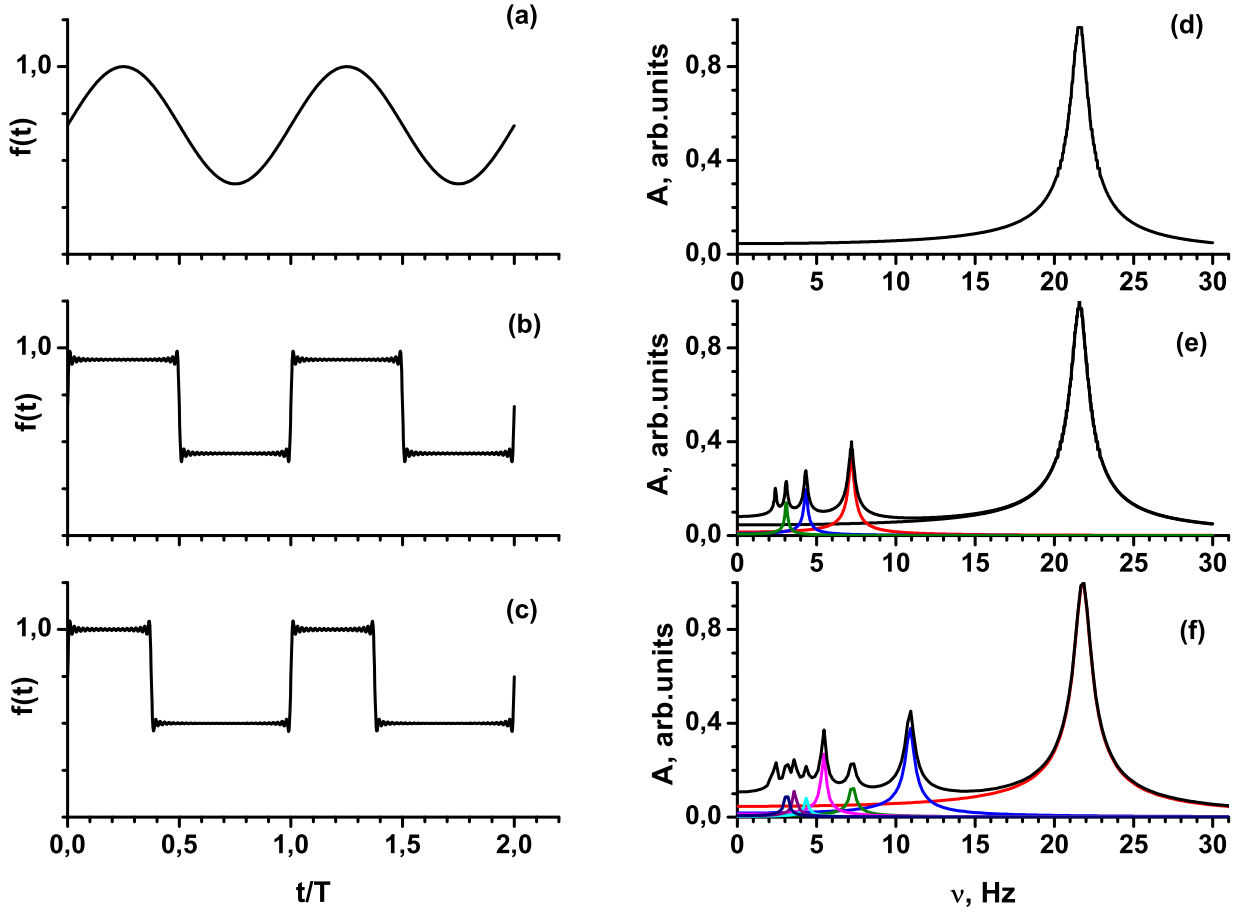


Рисунок 4.5: Отклики плазменно-пылевой системы в зависимости от формы модулирующего сигнала. Слева: Зависимость модулирующего сигнала от времени (синусоидально модулированный сигнал (a); прямоугольный импульс со скважностью $1/2$ (b); прямоугольный импульс со скважностью $3/8$ (c)). Справа: рассчитанные резонансные кривые вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы для различной формы модулирующего сигнала для давления $p=0.06$ торр: синусоидально модулированный сигнал (d), прямоугольный импульс со скважностью $1/2$ (e), прямоугольный импульс со скважностью $3/8$ (f).

ственной частоты ω_0 и коэффициента затухания β . На рисунке 4.6 а приведена аппроксимация экспериментальных данных, полученных при давлении $p=0.06$ торр, для параметров $\nu_0 = 22.4$ Гц и $\beta = 9.4c : -1$. Из рисунка видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо укладываются на теоретическую кривую, удастся описать главный максимум на частоте $\nu_{res} = 22.3$ Гц и первый побочный максимум на частоте $\frac{\nu_{res}}{2} = 11.4$ Гц. Остальная частотная структура остается неразрешенной, но на малых частотах ($\nu = 1 - 7$ Гц) экспериментальные точки показывают величину амплитуды, соответствующую теоретической кривой. Для давления $p=0.16$ торр аппроксимация измеренной АЧХ для зна-

чений $\nu_0 = 21.8$ Гц и $\beta = 14c^{-1}$ показана на рисунке 4.6 б и также наблюдается хорошее соответствие экспериментальных точек с теоретической кривой. На рисунке 4.7 приведен пример аналогичной аппроксимации для АЧХ, полученной при модуляции тока разряда сигналом в форме меандра при давлении $p=0.16$ торр. Форма экспериментального сигнала хорошо согласуется с моделированием (рисунок 4.5 е): отсутствует побочный максимум на частоте $\frac{\nu_{res}}{2}$. Аппроксимация дает значение собственной частоты $\nu_0 = 21.6$ Гц и $\beta = 17c^{-1}$.

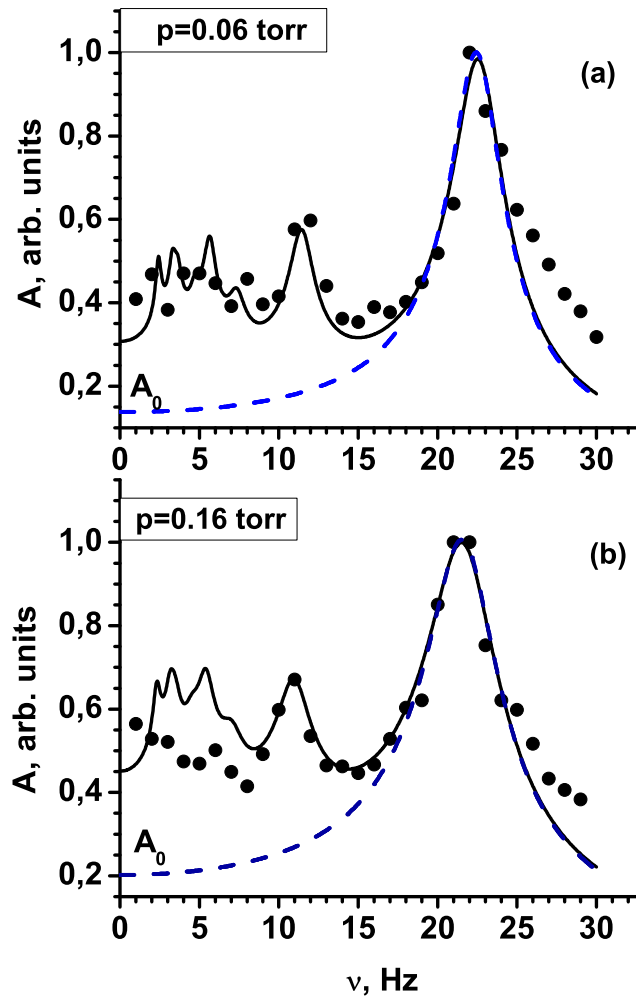


Рисунок 4.6: Резонансные кривые при модуляции разрядного тока прямоугольным импульсом со скважностью $3/8$ для двух давлений. Амплитуда нормирована на максимальное значение, точки - данные эксперимента, A_0 – статическое смещение. Сплошная кривая – аппроксимация функцией, заданной уравнением 4.5, пунктирная кривая - аппроксимация функцией, заданной уравнением 4.4.

Значение собственной частоты ν_0 , полученное из аппроксимации измеренных АЧХ, составляет величину порядка 22 Гц и практически не зависит от давления газа и формы модулирующего сигнала. Оно на уровне погрешности

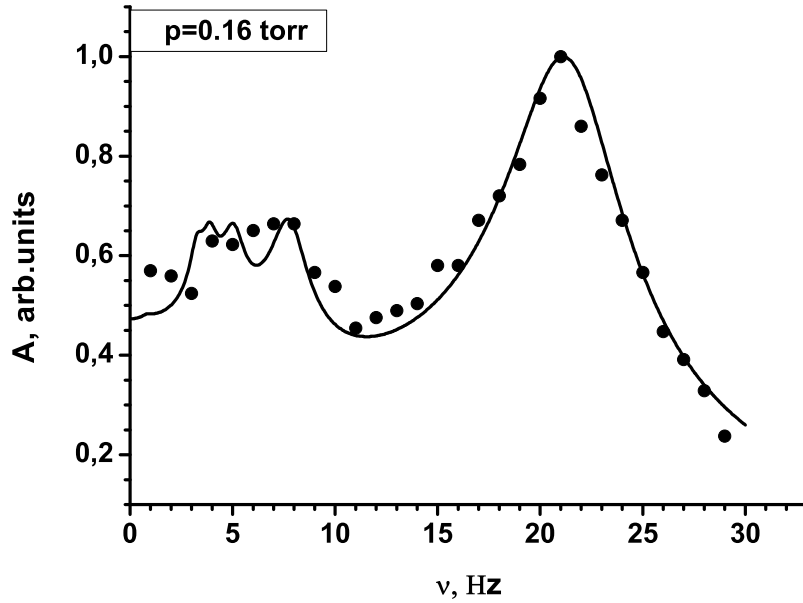


Рисунок 4.7: Резонансная кривая при модуляции разрядного тока прямоугольным импульсом со скважностью $1/2$, измеренная для давления $p=0.16$. Точки - данные эксперимента. Сплошная кривая – аппроксимация функцией, заданной уравнением 4.5.

12% совпадает со значением, определенным по сдвигу фаз вынужденных колебаний пылинки (рисунок 4.4) и по резонансу скорости. Значения коэффициента затухания для двух давлений согласуется со значениями β , полученными из релаксационных колебаний в главе 3, а также со значениями, вычисленными по формуле Эпштейна [105].

Для линейного осцилятора фазово-частотная характеристика (ФЧХ) определяется формулой:

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (4.6)$$

На рисунке 4.8 представлены ФЧХ для трех давлений, используемых в эксперименте. Значение ω_0 определено с помощью вычисления сдвига фаз между вынужденными колебаниями пылинки и частотой вынуждающей силы, рисунок 4.4. Коэффициенты затухания β получены в главе 2. На график нанесены точки, экспериментально полученные по значениям сдвига фаз вынужденных колебаний пылинки при давлении $p=0.18$ торр.

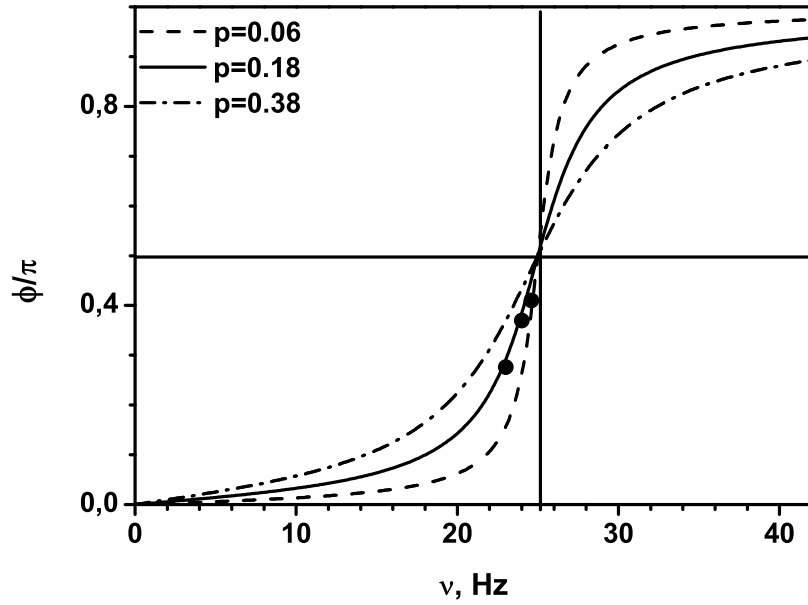


Рисунок 4.8: Рассчитанные фазово-частотные характеристики по измененным собственной частоте и коэффициенту затухания для 3-х давлений. Точки – экспериментальные значения сдвига фаз, полученные из рисунке 4.4.

4.3.2 Расчет колебательных характеристик пылинки в страте

Полученные АЧХ и ФЧХ (рисунки 4.6, 4.6), а также их интерпретация показывают, что исследуемая плазменно-пылевая система при низких давлениях обладает свойствами линейных колебательных систем. Количественно оценить колебательные свойства системы пылевая частица-страта можно путем вычисления ее добротности. Во-первых, величина добротности Q определялась через значение амплитуды при основном резонансе $A_{\max}$ и статического смещения основной гармоники A_0 , показанное пунктирной кривой на рисунок 4.6 б, по формуле $Q_1 = \frac{A_{\max}}{A_0}$. Для давления $p=0.06$ торр значение добротности составило $Q_1 = 9.4$. Во-вторых, значение добротности может быть получено из графика зависимости усредненной по периоду мощности вынужденных колебаний пылевой частицы $\langle W \rangle = A^2 \omega^2$ от частоты, рисунок 4.9 а. Вычисление по формуле $Q_2 = \frac{\nu_0}{\Delta \nu}$, где $\Delta \nu$ - ширина основного максимума на полувысоте, дало при том же давлении значение добротности $Q_2 = 9.4$. При давлении $p=0.16$

торр обе величины добротности также близки между собой, их значения 5 и 5.5, соответственно.

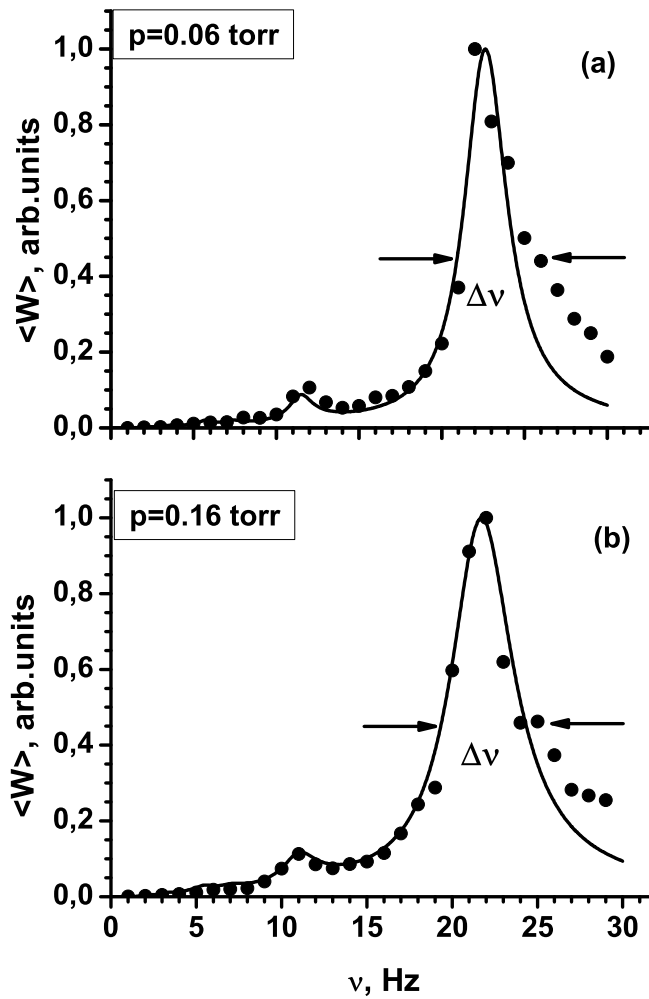


Рисунок 4.9: Зависимость усредненной по периоду мощности вынужденных колебаний пылевой частицы $\langle W \rangle$ от частоты для двух давлений. $\Delta \nu$ - ширина резонансного максимума. Мощность нормирована на максимальное значение.

Измерение добротности пылевой системы как осциллятора, вероятно, производится впервые. Оно дает относительно невысокое значение 5-10. Этот результат сравним с добротностью некоторых механических систем, но значительно меньше добротности высокопроизводительных колебательных систем. Например, он на тринадцать порядков меньше, чем добротность лазера. Соответствующий логарифмический декремент $D = \pi/Q$ системы при указанных давлениях равен $D_1=0.33$ и $D_2=0.63$. Представляет интерес сравнить полученное значение добротности с характеристикой плазменно-пылевых систем, существующих в других типах разрядов. Так, на основе экспериментальных данных представленных в [70, 72], мы оценили добротность резонаторов, использован-

Таблица 4.1: Значения добротности плазменно-пылевых систем, исследованных в двух различных типах разряда.

Neon, dc, d=4.1 μm			Helium, rf, d=9.7 μm [70, 72]	
p, torr	Q_1	Q_2	p, torr	Q
0.06	9.4	9.6	0.08	11.8
0.16	5	5.5	0.3	5.6

ных в этих работах. Для давления 0.3 торр значение добротности оказалось $Q=5.9$. Рассчитанные значения добротностей различных плазменно-пылевых систем приведены в таблице 4.1. Таким образом, добротности подобных резонаторов составляют порядка нескольких единиц, что указывает на большую диссипацию плазменно-пылевых систем в газоразрядной плазме.

Линейные свойства данной плазменно-пылевой системы позволяют рассмотреть ее как гармонический осциллятор с собственной частотой $\omega_0 = \sqrt{\frac{qE'(z_0)}{M_d}}$ [70, 106]. Экспериментально полученное значение собственной частоты $\nu_0 = 25$ Гц позволило определить заряд уединенной пылевой частицы. Вычисленное в таком подходе значение зарядового числа $Z_d = q/e$ равно $Z_d = (1.9 \pm 0.4) * 10^4$. Оно в пределах погрешности совпадает с измерением, выполненным для этой же плазменно-пылевой системы при наблюдении релаксационных колебаний [106].

4.4 Выводы к главе

1. Реализованы линейные вынужденные колебания уединенной пылевой частицы посредством смещения положения страты, вызванного модуляцией разрядного тока с частотой 1-30 Гц.
2. Измерены АЧХ вынужденных колебаний пылинки в диапазоне $p=0.06-0.66$ торр. При двух низких давлениях из указанного диапазона АЧХ имели резонансные максимумы на частоте, близкой к собственной частоте системы, и на частотах кратных ей.
3. Количественное описание вынужденных колебаний пылинки была проведено на основе теории гармонического осциллятора. Получены значения колебательных характеристик плазменно-пылевой системы: собственной частоты, резонансной частоты, коэффициента затухания, логарифмического декремента и амплитуды в резонансе. Установлено, что полученные резонансы на субгармониках являются откликом плазменно-пылевой системы на каждую компоненту в разложении в ряд Фурье прямоугольного импульса.
4. Значение собственной частоты плазменно-пылевой системы $\nu_0 = 25$ Гц было получено на основе исследования резонанса скорости и измерения фазового сдвига между колебаниями пылинки и вынуждающей силы.
5. С помощью значения собственной частоты рассчитан заряд пылинки $Z_d = (1.9 \pm 0.2) * 10^4$. Значение заряда находится в хорошем соответствии со значениями, рассчитанным в главе 2 и измеренными в главе 3.
6. Получено значение добротности плазменно-пылевой системы: $Q_1 = 9.6$ для давления $p=0.06$, $Q_2=5.5$ для давления $p=0.06$.

Глава 5

Нелинейные колебания уединенной пылевой частицы

В главах 3, 4 было изучено колебательное движение уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде, обусловленное модуляцией разрядного тока с частотой от 1 до 30 Гц. В настоящей главе исследуются вынужденные нелинейные колебания пылинки при модуляции разрядного тока с частотой от 1 до 50 Гц. Изучается зависимость АЧХ от глубины модуляции разрядного тока. Детально исследуются такие нелинейные эффекты как неизохронность, появление резонанса параметрического типа на удвоенной частоте, гистерезис. Вынужденные колебания пылевой частицы в страте описываются на основе теории нелинейного осциллятора. С помощью определенных значений коэффициентов нелинейности вычислена потенциальная энергия уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.

Нелинейные колебания пылинки используются в качестве основы метода восстановления профиля поля вблизи положения равновесия пылинки, ранее предложенного для ВЧ-разряда в работах [76, 77].

5.1 Наблюдение нелинейных колебаний уединенной пылевой частицы в страте.

Эксперименты проводились на установке, описанной в главе 3 с теми же монодисперсными сферическими пылевыми частицами для двух значений давления неона $p=0.06$ и $p=0.16$ торр. Разрядный ток модулировался сигналом

прямоугольной формы с частотой, изменяющейся в диапазоне $\nu = 1 - 50$ Гц. Схема управления разрядом позволяла модулировать ток прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 3/8$ различной глубины модуляции μ . Нелинейные колебания пылевой частицы создавались под действие вынуждающей силы большой амплитуды, определяемой величиной μ . В условиях нашего эксперимента глубина модуляции определялась следующим образом $\mu = 1 - \frac{i_{\min}}{i_{\max}}$. Такое определение глубины модуляции позволяло равномерно изменять параметр μ для исследования его влияния на АЧХ колебаний пылинки. При переключении тока от значения $i_{\max}$ до $i_{\min} = (1 - \mu)i_{\max}$ ($i_{\max} = 2.6$ мА было выбрано в главе 4) наблюдалось скачкообразное перемещение страт в разрядном промежутке как целого. Изменение глубины модуляции в диапазоне $0.13 < \mu < 0.41$ приводило к смещению страт на величину $\Delta Z = 1.5-3$ мм. При обратном переключении тока от $i_{\min}$ до $i_{\max}$ вся периодическая структура стоячих страт возвращалась на исходное место. Смещение страт на величину ΔZ , обуславливающее периодическое смещение частицы от одного положения равновесия к другому, приводило к появлению нелинейных эффектов вынужденных колебаний пылевой частицы. Иллюстрация периодических сдвигов структуры страт с пылинкой при прямоугольной модуляции тока разрядного тока изображена на рисунке 5.1.

Модуляция тока прямоугольными импульсами позволяет получить амплитудно-частотную характеристику вертикальных колебаний пылинки. Частота вынуждающей силы совпадает с частотой модуляции тока. При модуляции сигналом прямоугольной формы, которая использовалась в эксперименте, зависимость вынуждающей силы от времени имеет вид (глава 4).

$$f_{sqr}(t) = \begin{cases} f_{\max}, & \text{for } 0 < t < \theta T; \\ f_{\min}, & \text{for } \theta T < t < T; \\ f(t + (j + 1)T) = f(t + jT) & \text{for } j = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (5.1)$$

Здесь $f_{\max}$ - максимальное значение амплитуды вынуждающей силы при величине разрядного тока $i_{\max} = 2.6$ мА, а $f_{\min}$ - минимальное значение амплитуды при величине разрядного тока $i_{\min} = (1 - \mu)i_{\max}$.

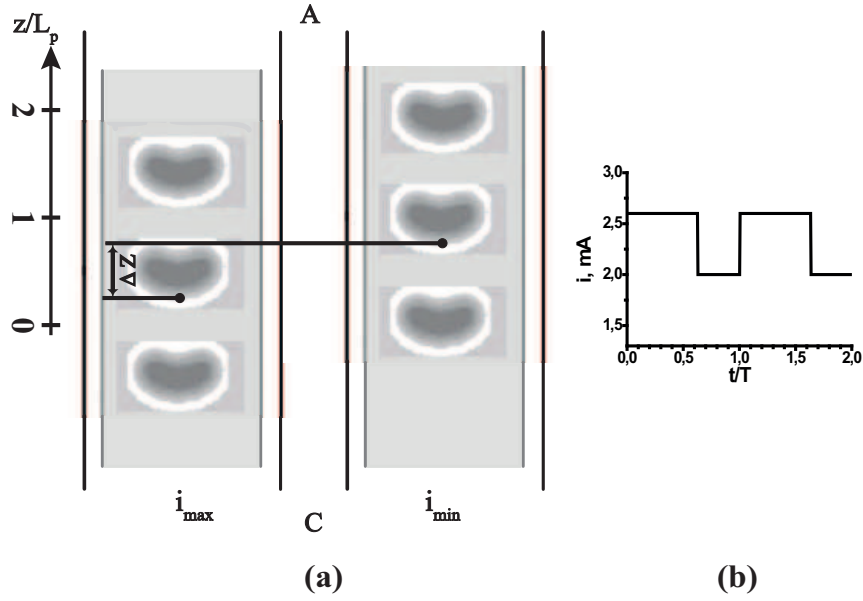


Рисунок 5.1: Иллюстрация периодических сдвигов страт с пылинкой. (а) Страты с уединенной пылевой частицей при двух значениях разрядного тока $i_{\max} = 2.6$ мА (слева) и $i_{\min} = 2$ мА (справа). Ось Z направлена от катода (С) к аноду (А). Двусторонней стрелкой показано периодическое смещение пылевой частицы на величину порядка $\Delta Z \approx 1.5$ мм. Стрелкой показан масштаб приведенной координаты z/L_p . (б) Разрядный ток модулируемый импульсом прямоугольной формы со скважностью $\theta = 3/8$ в зависимости от времени.

5.2 Результаты эксперимента

5.2.1 Резонансные кривые при большой глубине модуляции

Прямые измерения амплитуды колебаний пылинки были сделаны с временным разрешением 40 мс. На рисунке 5.2 представлены АЧХ вынужденных колебаний пылинки при модуляции тока прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 3/8$ при давлении $p = 0.06$ торр для трех значений глубины модуляции. Из рисунка видно, что с ростом глубины модуляции тока амплитуда колебаний увеличивается, резонансная кривая приобретает типичный нелинейный характер. Во-первых, основной максимум становится несимметричным и резонансная частота ν_{res} смещается в сторону меньших частот, от значения $\nu_{res} = 21$ Гц при величине $\mu = 0.13$ до значения $\nu_{res} = 20$ Гц при величине $\mu = 0.18$. Во-вторых, наблюдается резонанс на удвоенной частоте $2\nu_{res} = 40$ Гц (рисунок 5.2 с), имеющий пороговый характер возникновения. Так при минимальных значениях

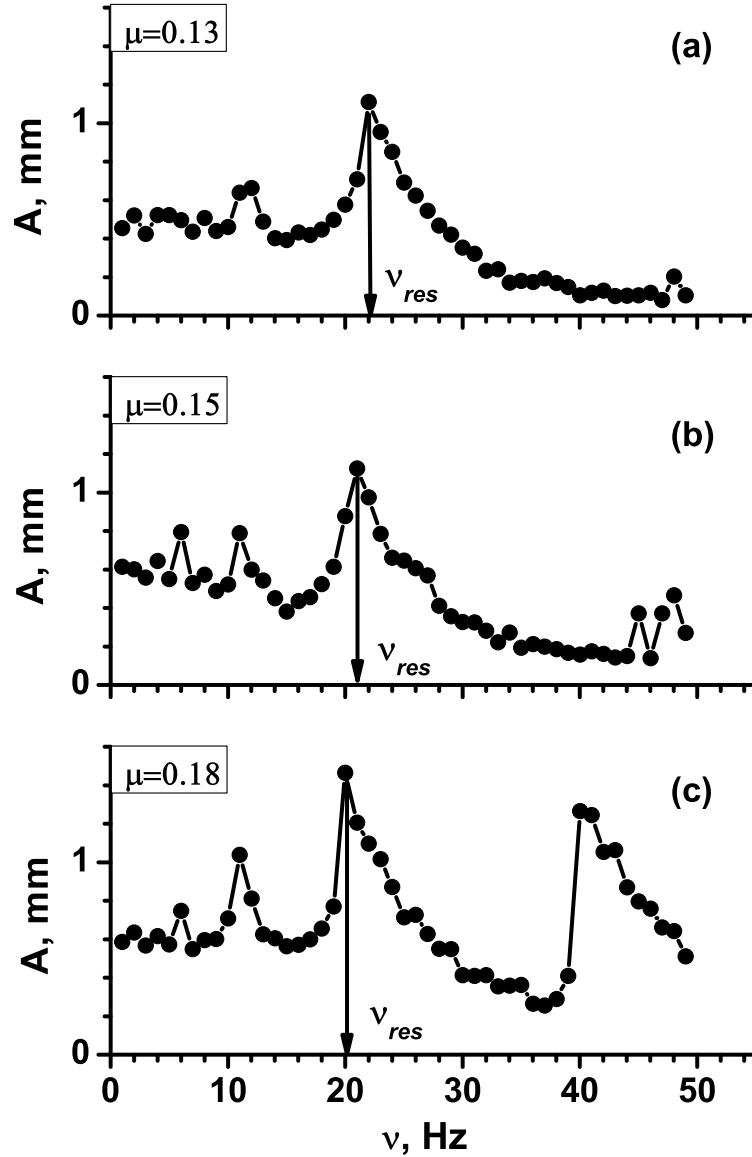


Рисунок 5.2: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылинки, измеренные для трех значений глубины модуляции разрядного тока импульсами прямоугольной формы при давлении $p=0.06$ торр. Стрелками показано значение частоты основного резонанса ν_{res} . При наибольшей глубине модуляции (рисунок 5.2 с) наблюдается резонанс на удвоенной частоте $2\nu_{res} = 40$ Гц.

глубины модуляции (рисунок 5.2 а, б) амплитуда колебаний монотонно уменьшается при увеличении частоты вынуждающей силы в диапазоне $\nu > \nu_{res}$. При достижении глубиной модуляции значения $\mu = 0.18$ амплитуда колебаний на частоте $2\nu_{res}$ скачком увеличивается до своего максимального значения и далее монотонно спадет с ростом ν . В-третьих, наряду с максимумами на частотах ν_{res} и $2\nu_{res}$ наблюдаются резонансные пики на субгармониках ν_{res}/k , где

$k=2,3,\dots$, амплитуда которых также увеличивается с ростом μ (рисунок 5.2). В главе 4 было показано, что субгармоники слева от основного максимума обусловлены негармоническим законом изменения вынуждающей силы. В случае прямоугольной модуляции тока со скважностью $\theta = 3/8$, используемой в нашем эксперименте, максимумы возникают на частотах ν_{res}/k , где $k=2,3,\dots$

5.2.2 Исследование ангармонических эффектов

Нелинейный характер колебаний пылинки, проявляющийся при достаточно больших амплитудах, $A \sim 1$ мм, обусловлен отличием потенциальной ямы, в которой находится пылевая частица, от параболической. Для количественного описания колебательного движения необходимо точное знание таких параметров плазменно-пылевой системы как заряд пылинки, профиль поля в страте, фаза страты, в которой находится пылевая частица. В главе 2 проведен расчет заряда уединенной пылевой частицы такого же диаметра с учетом нелокальной кинетики электронов стратифицированного разряда при давлении $p=0.16$ торр. Поэтому для количественного описания нелинейных свойств система страта+пылинка ангармонические эффекты, обнаруженные при $p=0.06$ торр, были детально исследованы при большем давлении $p=0.16$. На рисунке 5.3 изображены АЧХ вынужденных колебаний пылинки при модуляции тока прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 3/8$. Амплитуда колебаний была измерена вблизи резонансных максимумов на частотах $\nu_{res}/2$, ν_{res} , $2\nu_{res}$ в интервале $\mu=0.15-0.41$ с шагом 0.5. При малой глубине модуляции $\mu=0.15$ (рисунок 5.3) АЧХ имеет два резонансных максимума на частотах $\nu_{res}=22$ Гц и $\nu_{res}/2=11$ Гц, а резонанс на удвоенной частоте отсутствует. Рост амплитуды колебаний, связанный с увеличением глубины модуляции разрядного тока, приводит к появлению ангармонических эффектов, которые опишем отдельно.

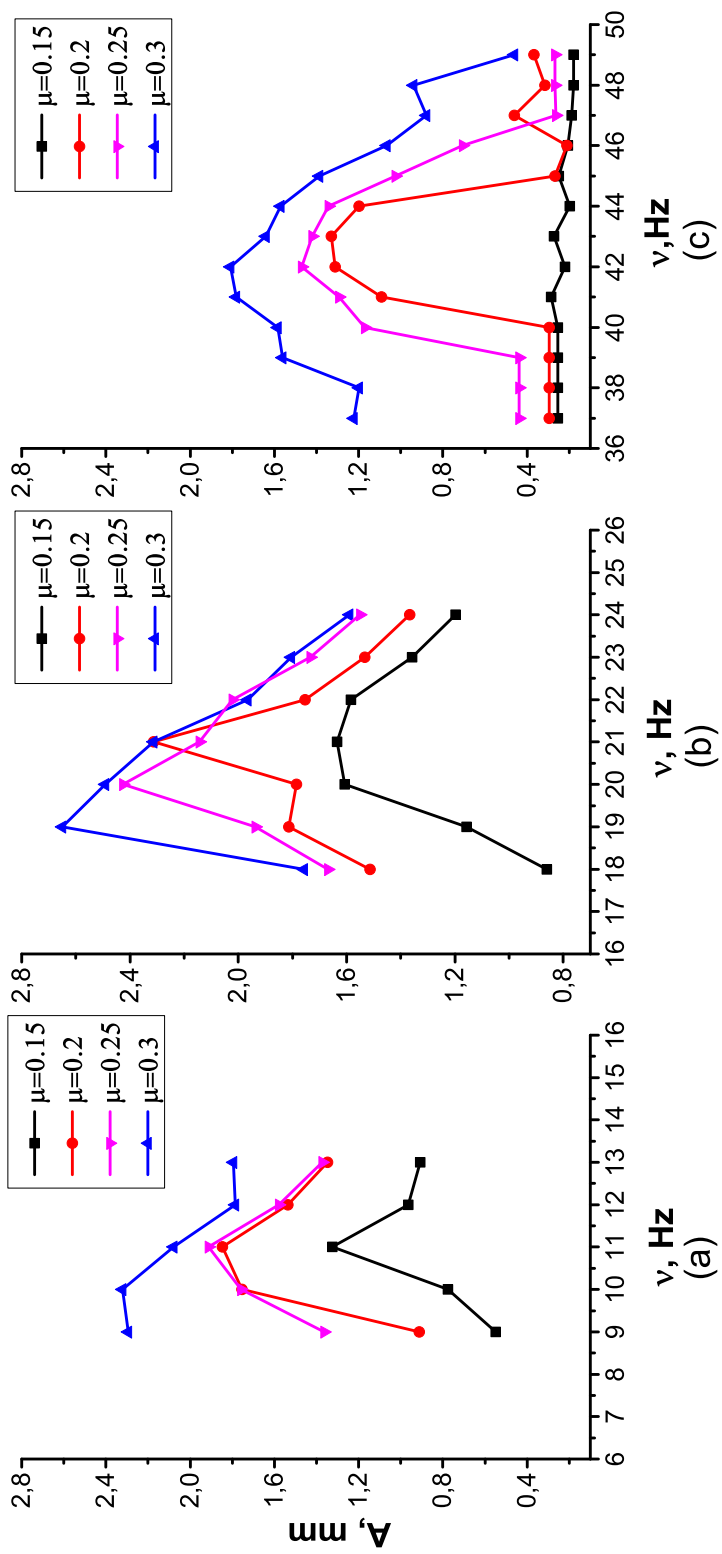


Рисунок 5.3: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылинки, измеренные вблизи резонансного максимума на частоте $\nu_{res}/2$ (a), ν_{res} (b) и $2\nu_{res}$ (c) при четырех значениях глубины модуляции разрядного тока импульсами прямоугольной формы при $p=0.16$ торр.

Неизохронность

Из рисунка 5.3 б видно, что с увеличением амплитуды колебаний пылинки частота основного максимума смещается в сторону низких частот от значения $\nu_{res}=21$ Гц при $\mu=0.15$ до значения $\nu_{res}=19$ Гц при $\mu=0.3$. При этом наблюдается асимметрия резонансного контура, которая нарастает с ростом μ . Для максимального из указанного диапазона значения μ имеет место резкий рост амплитуды при достижении частоты вынуждающей силы значения $\nu = \nu_{res}$, который сменяется плавным спадом при дальнейшем увеличении ν . Из рисунка 5.3 а видно что амплитуда колебаний на $\nu_{res}/2$, с ростом глубины модуляции также увеличивается, однако неизохронность проявляется слабо.

Резонанс на удвоенной частоте

Из рисунка 5.3 с, что видно при минимальном значении $\mu=0.15$ амплитуда на частотах, близких к $2\nu_{res}$, минимальна, и отсутствует характерный резонансный максимум. При достижении глубины модуляции $\mu=0.2$ наблюдается резкий резонансный скачок амплитуды до максимального значения на частоте $2\nu_{res}=40$ Гц, иллюстрируя тем самым пороговый характер возникновения резонанса на удвоенной частоте. При дальнейшем увеличении глубины модуляции резонансная частота $2\nu_{res}$ смещается в сторону меньших значений.

Гистерезис

Неизохронность колебаний и несимметричность резонансных контуров на частотах ν_{res} и $2\nu_{res}$ (рисунок 5.3 а,б) предполагают существование гистерезиса. С целью обнаружить гистерезис в эксперименте были выполнены измерения АЧХ колебаний пылинки с шагом 0.5 Гц вблизи ν_{res} и $2\nu_{res}$. На рисунке 5.4 а представлена резонансная кривая, измеренная при увеличении и уменьшении частоты вынуждающей силы при модуляции разрядного тока для $\mu=0.36$. Рисунок 5.4 а позволил измерить ширину гистерезисной зоны, которая составляет величину $\Delta\nu = 1.5$ Гц. На рисунке 5.4 б изображены гистерезисные резонансные кривые, измеренные вблизи резонанса $2\nu_{res}$ при увеличении и уменьшении частоты вынуждающей силы при глубине модуляции $\mu=0.41$. Из рисунка видно, что при увеличении частоты вынуждающей силы амплитуда достигает своего

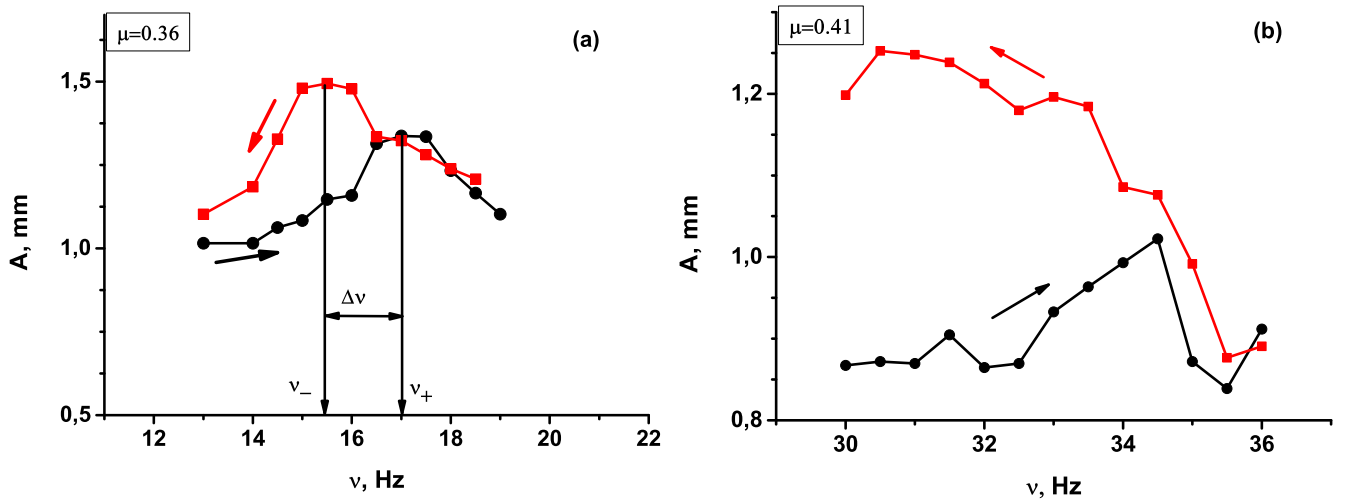


Рисунок 5.4: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылевой частицы при увеличении (круги) и уменьшении (квадраты) частоты вынуждающей силы при давлении $p=0.16$ торр. АЧХ были измерены вблизи резонансных максимумов на частоте (а) ν_{res} при глубине модуляции разрядного тока $\mu = 0.36$ и (б) $2\nu_{res}$ при глубине модуляции разрядного тока $\mu = 0.41$. На рисунке 5.4 а вертикальными стрелками показаны значения резонансных частот ν_+ при увеличении частоты, ν_- при уменьшении частоты, двойной стрелкой показана ширина гистерезисной зоны $\Delta\nu = \nu_+ - \nu_-$.

максимального значения при $2\nu_{res}=34$ Гц, плавно спадая при дальнейшем росте ν . При уменьшении частоты вынуждающей силы до 34 Гц значения амплитуды находятся на той же резонансной кривой. При дальнейшем уменьшении ν амплитуда продолжает монотонно нарастать от значение 0.9 мм до 1.3 мм при $\nu=30.5$ Гц.

5.3 Интерпретация результатов на основе теории нелинейных колебаний

Неизохронность и несимметричность резонансного контура на частоте ν_{res} (рисунки 5.2, 5.3) гистерезисный характер максимумов на частотах ν_{res} и $2\nu_{res}$ (рисунок 5.4) являются основными особенностями резонанса нелинейных колебаний. Интерпретации измеренных резонансных кривых, в том числе и резонансного максимума на частоте $2\nu_{res}$, для давления $p=0.16$ торр будет проведена на основе теории нелинейного осциллятора [107]. Уравнение, описывающее ангар-

монические колебания с затуханием γ под действием вынуждающей силы $f(t)$, имеет вид

$$\ddot{z} + 2\gamma\dot{z} + \omega_0^2 z = f(t)/M_d - \alpha z^2 - \beta z^3, \quad (5.2)$$

где α, β -коэффициенты ангармоничности. В наших условиях $f(t)$, заданная формулой 5.1, соответствует модуляции тока прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 3/8$ и имеет амплитуду, определяемую глубиной модуляции тока μ . При описании резонансного характера колебаний пылинки вблизи максимумов на основной и удвоенной частотах ограничимся первой гармоникой в Фурье разложении этого импульса. В этом случае сила $f(t)$ приобретает вид $f(t) = \frac{f_{\max}+f_{\min}}{2} + \frac{f_{\max}-f_{\min}}{2} \sin(\omega t)$. Следуя теории [107] рассмотрим последовательно поведение частицы в окрестности резонансной частоты ω_0 и на частотах $2\omega_0$ и $\omega_0/2$.

Опишем характер колебательного движения вблизи основного резонанса. Для количественного описания ангармонических эффектов исследуем АЧХ в окрестности $\varepsilon = \omega - \omega_0$ при $|\varepsilon| \ll \omega_0$. Значение собственной частоты, определенное в работе [108] в таких же экспериментальных условиях, составило $\nu_0 = 21.8$ Гц. Значение коэффициента затухания γ , рассчитанное по формуле Эпштейна [105], для давления $p=0.16$ торр составляет $\gamma=15 \text{ c}^{-1}$. Обозначим амплитуду вынуждающей силы, имеющую размерность $\text{см}/\text{c}^2$, $\frac{f_{\max}-f_{\min}}{2M_d} = F_0 = \frac{l\mu}{2}i_{\max}$, где l - коэффициент пропорциональности между амплитудой вынуждающей силы и изменением разрядного тока при модуляции. Коэффициент l далее будет использован для расчета критических и пороговых значений глубин модуляции μ_{cr} и μ_{th} . Амплитуда нелинейных колебаний A на частоте ω_0 описывается уравнением [107]

$$A^2 \left[(\varepsilon - \kappa A^2)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{F_0^2}{4\omega_0^2} \quad (5.3)$$

Здесь $\kappa = \frac{3\beta}{8\omega_0} - \frac{5\alpha^2}{12\omega_0^2}$ характеризует нелинейный сдвиг частоты основного резонанса.

АЧХ вынужденных колебаний пылинки, полученные при давлении $p=0.16$ торр, 5.3 б, были аппроксимированы с помощью функции заданной уравнением 5.3 путем вариации коэффициента нелинейности κ . На рисунке 5.5 изображена аппроксимация экспериментальных данных при $\kappa = -1130 \text{ c}^{-1} * \text{см}^{-2}$. Из ри-

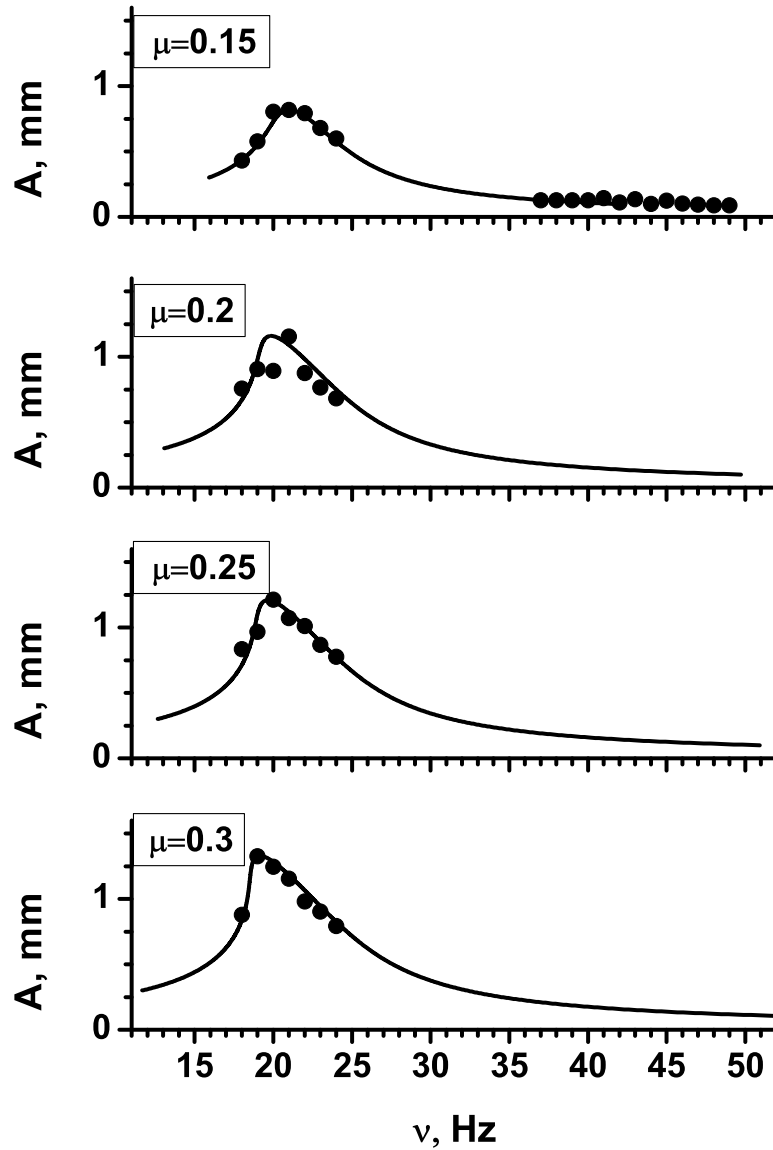


Рисунок 5.5: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылевой частицы, измеренные для четырех различных глубин модуляции разрядного тока при давлении $p=0.16$ торр. Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая - аппроксимация вблизи резонансной частоты ν_{res} функцией, заданной уравнением 5.3.

сунка видно, что экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретические кривые, удастся описать смещение резонансного максимума на величину $\Delta\nu = 2$ Гц при увеличении глубины модуляции от 0.15 до 0.3. Максимальное значение амплитуды колебаний пылинки, как и в случае линейных вынужденных колебаний, задается формулой [107]:

$$A_{\max} = \frac{F_0}{2\omega_0\gamma}. \quad (5.4)$$

Экспериментально полученные значения $A_{\max}$ для четырех различных значений μ позволили рассчитать коэффициент пропорциональности $l = 1100^{\text{см}} /_{\text{мА} \cdot \text{с}^2}$.

Рассмотрим максимум на удвоенной частоте $2\omega_0$ в окрестности $\varepsilon = \omega - 2\omega_0$. В этом случае зависимость A от F_0 и ε задается формулой [107]:

$$A^2 \left[\left(\frac{\varepsilon}{2} - \kappa A^2 \right)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{\alpha^2 A^2 F_0^2}{36\omega_0^6}. \quad (5.5)$$

Резонанс на частоте $2\nu_{res}$ обусловлен параметрической неустойчивостью [107] и возникает только при достижении амплитудой вынуждающей силы порогового значения $F_{th} = \frac{6\gamma\omega_0^3}{\alpha}$. При $F_0 > F_{th}$ амплитуда колебаний имеет отличные от минимальных значения в интервале частот $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$, где $\varepsilon_{1,2} = \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha F_0}{3\omega_0^3} \right)^2 - 4\gamma^2}$. АЧХ колебаний пылинки, измеренные вблизи резонанса на удвоенной частоте $2\nu_{res}$ (рисунок 5.3 с), позволили определить границы резонансного максимума для трех различных глубин модуляции и найти коэффициент ангармоничности $\alpha = -5.8 * 10^{5\text{рад}^2 \cdot \text{с}^2} /_{\text{см}}$. Тогда пороговое значение амплитуды вынуждающей силы и соответствующая ей глубина модуляции равны $F_{th} = 400^{\text{см}} /_{\text{с}^2}$ и $\mu = 0.2$. Резонансные кривые, измеренные вблизи резонанса на $2\nu_{res}$ при различных глубинах модуляции, а также их аппроксимации функцией, заданной уравнением 5.5, представлены на рисунках 5.6. Из рисунков видно, что экспериментальные точки совпадают с рассчитанными значениями границ $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и достаточно хорошо укладываются на устойчивые ветви решения уравнения 5.5, как следует из теории нелинейных колебаний [107].

Рассмотрим максимумы на частоте $\omega_0/2$ в окрестности $\varepsilon = \omega - \omega_0/2$. Амплитуда колебаний пылинки в этом случае определяется с помощью уравнения [107]:

$$A^2 \left[(2\varepsilon - \kappa A^2)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{16\alpha^2 F_0^4}{81\omega_0^{10}}. \quad (5.6)$$

На рисунке 5.7 показаны экспериментальные значения амплитуды колебаний пылинки, аппроксимированные функцией, заданной уравнением 5.6. Из рисунка видно, что экспериментальные значения амплитуды лежат несколько выше теоретической кривой. Это различие, которое уменьшается с ростом глубины модуляции, может быть связано с прямоугольной формой модулирующего сигнала. Отличие формы модулирующего сигнала от синусоиды обуславливает

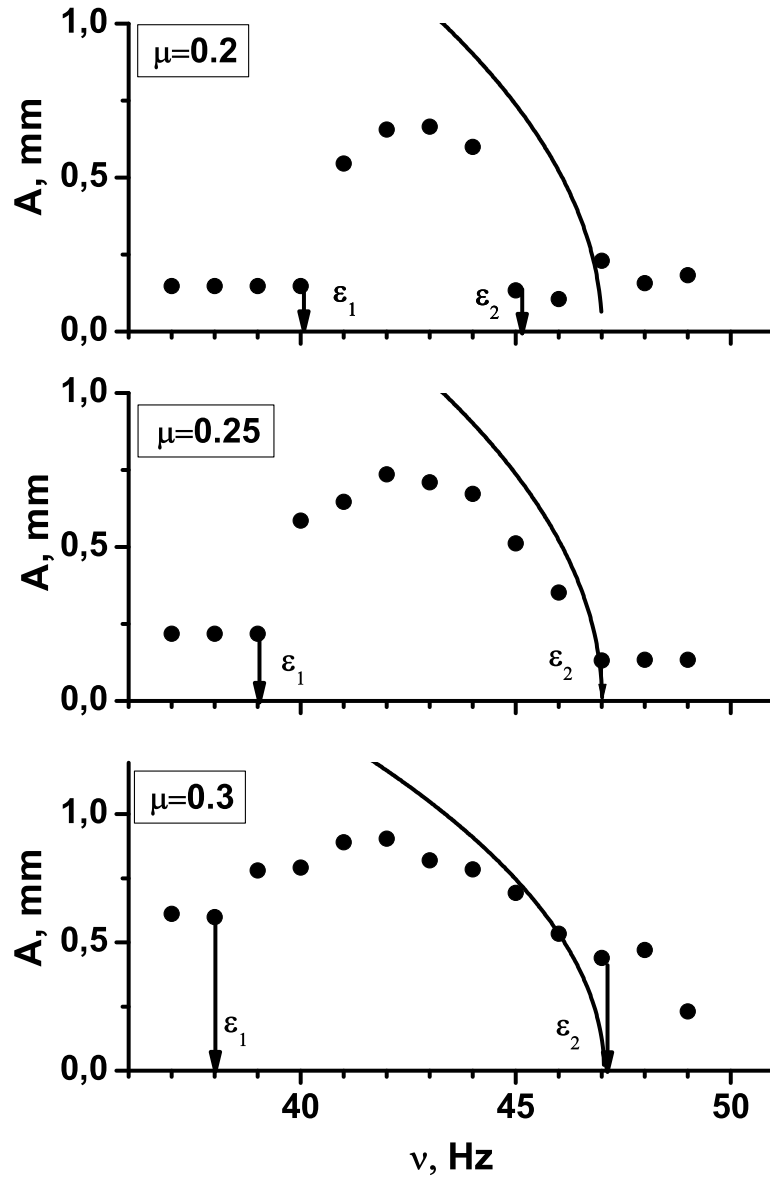


Рисунок 5.6: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылевой частицы, измеренные для четырех различных глубин модуляции разрядного тока при давлении $p=0.16$ торр. Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая - аппроксимация вблизи резонансной частоты ν_{res} функцией, заданной уравнением 5.5. Стрелками показаны границы $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ максимума на удвоенной частоте $2\nu_{res}$.

появление резонансов на субгармониках ν_{res}/k (глава 4). Однако, в настоящей работе исследование влияния формы вынуждающей силы на АЧХ нелинейных колебаний пылинки не проводится.

Явление гистерезиса (рисунок 5.4) также описывается на основе теории нелинейных колебаний [107]. Гистерезисная резонансная кривая вблизи основного максимума (рисунок 5.4 а) была аппроксимирована функцией, заданной

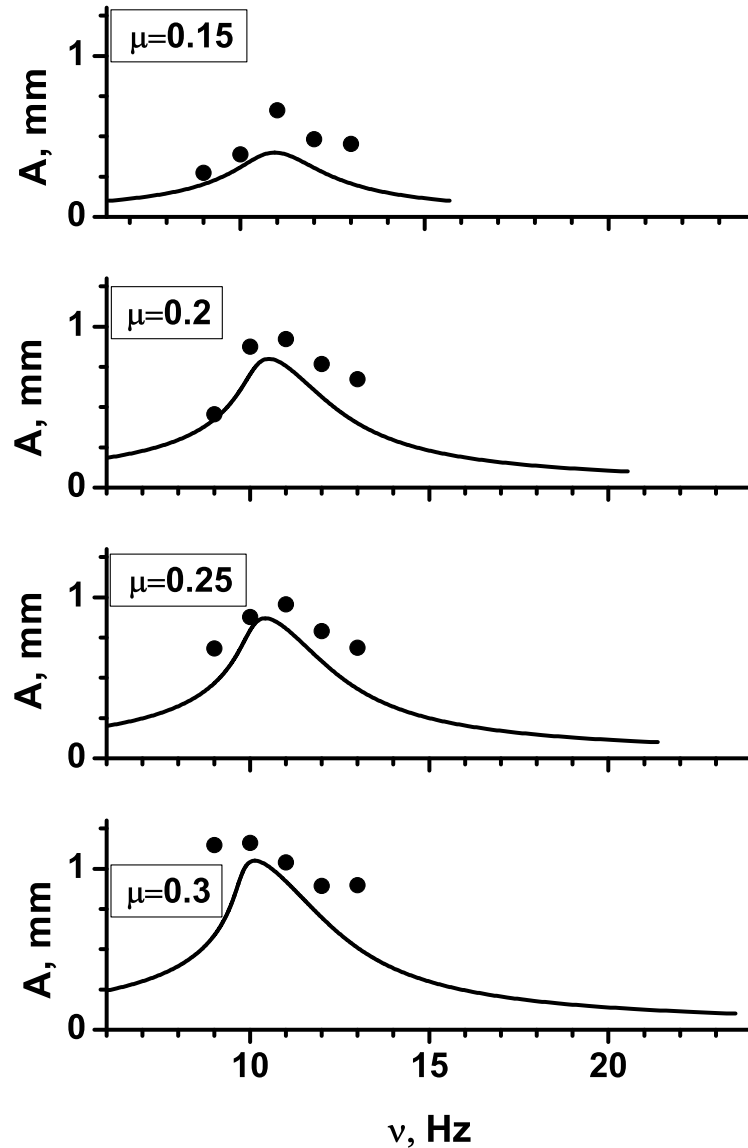


Рисунок 5.7: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылевой частицы, измеренные для четырех различных глубин модуляции разрядного тока при давлении $p=0.16$ торр. Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая - аппроксимация вблизи резонансной частоты функцией, заданной уравнением 5.6.

уравнением 5.3. Аппроксимация экспериментальных данных, представленная на рисунке 5.8 а, позволила описать скачок амплитуды на частоте ν_+ при увеличении и падение амплитуды на частоте ν_- при уменьшении частоты вынуждающей силы. Значение амплитуды в максимуме на теоретической кривой и экспериментально полученное значение амплитуды резонанса при частоте ν_- совпадают в пределах погрешности. Критическое значение амплитуды вынуждающей силы F_{cr} , начиная с которого появляется область частот, допускаю-

шая две различные амплитуды колебаний, задается формулой: $F_{cr}^2 = \frac{32\omega_0^2\gamma^3}{3\sqrt{3}|\kappa|}$. На рисунке 5.4 а представлена аппроксимация гистерезисной кривой, полученной в эксперименте, для значения $F_{cr} = 600^{cm}/c^2$, соответствующего глубине модуляции $\mu=0.35$. Аппроксимация гистерезисной кривой, полученной вблизи $2\nu_{res}$ (рисунок 5.4 б) проведенная с помощью уравнения 5.5, представлена на рисунке 5.4 б. Из рисунка видно, что экспериментальные точки совпадают с рассчитанными значениями границ $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и достаточно хорошо укладываются на устойчивые ветви решения уравнения 5.5.

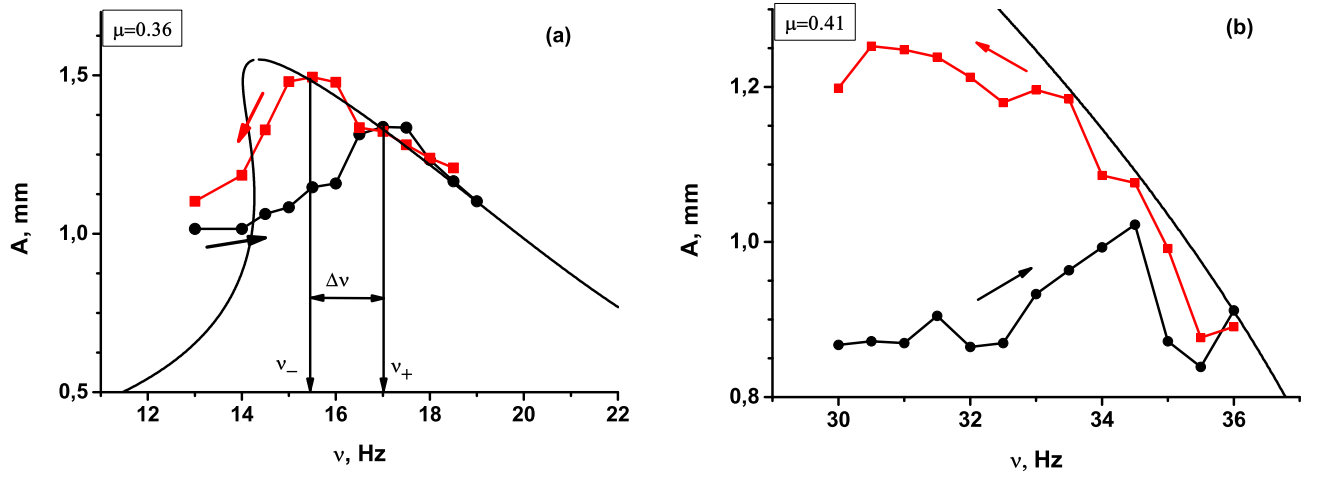


Рисунок 5.8: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылевой частицы при увеличении (круги) и уменьшении (квадраты) частоты вынуждающей силы при давлении $p=0.16$ торр. АЧХ были измерены вблизи резонансных максимумов на частоте (а) ν_{res} при глубине модуляции разрядного тока $\mu = 0.36$ и (б) $2\nu_{res}$ при глубине модуляции разрядного тока $\mu = 0.41$. На рисунке 5.8 вертикальными стрелками показаны значения резонансных частот ν_+ при увеличении частоты, ν_- при уменьшении частоты, двойная стрелка показывает ширину гистерезисной зоны $\Delta\nu = \nu_+ - \nu_-$. Сплошная кривая – аппроксимация функцией, заданной уравнением 5.5.

Уравнения 5.3 - 5.6 также были использованы для аппроксимации АЧХ колебаний пылинки, измеренных при давлении $p=0.06$ торр (рисунок 5.2). На рисунке 5.9 приведена аппроксимация экспериментальных данных для параметров нелинейности $\kappa = -1004c^{-1} * cm^{-2}$, $\alpha = -6.7 * 10^5 \text{ рад}^2 * c^2 / cm$ и значений $\nu_0 = 22.7$ Гц, $\gamma = 11^1/c$, экспериментально полученных в главе 4. Из рисунка видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо укладываются на теоретическую кривую, удастся описать неизохронность колебаний и появление максимума на удвоенной частоте. Для максимумов на основной и удвоенной частотах по формулам 5.3 и 5.5 были рассчитаны значения параметров $F_{th} = 400^{cm}/c^2$ и

$F_{cr} = 620^{\text{см}}/c^2$, а также соответствующие этим значениям величины $\mu_{th} = 0.16$ и $\mu_{cr} = 0.25$ при коэффициенте пропорциональности $l = 19^m/c^2$.

Заметим, что критические и пороговые значения амплитуды вынуждающей силы для двух значений давления равны, в то время как соответствующие им критические и пороговые значения глубины модуляции различны. Это связано с тем, что параметры плазменно-пылевой системы ω_0 , α , β и коэффициент затухания γ входят в выражения для F_{th} и F_{cr} в таких комбинациях, что амплитуда силы слабо зависит от давления. В тоже время для достижения одинаковых значений критической и пороговой амплитуд вынуждающей силы при большем давлении потребуется и большая глубина модуляции μ_{th} и μ_{cr} .

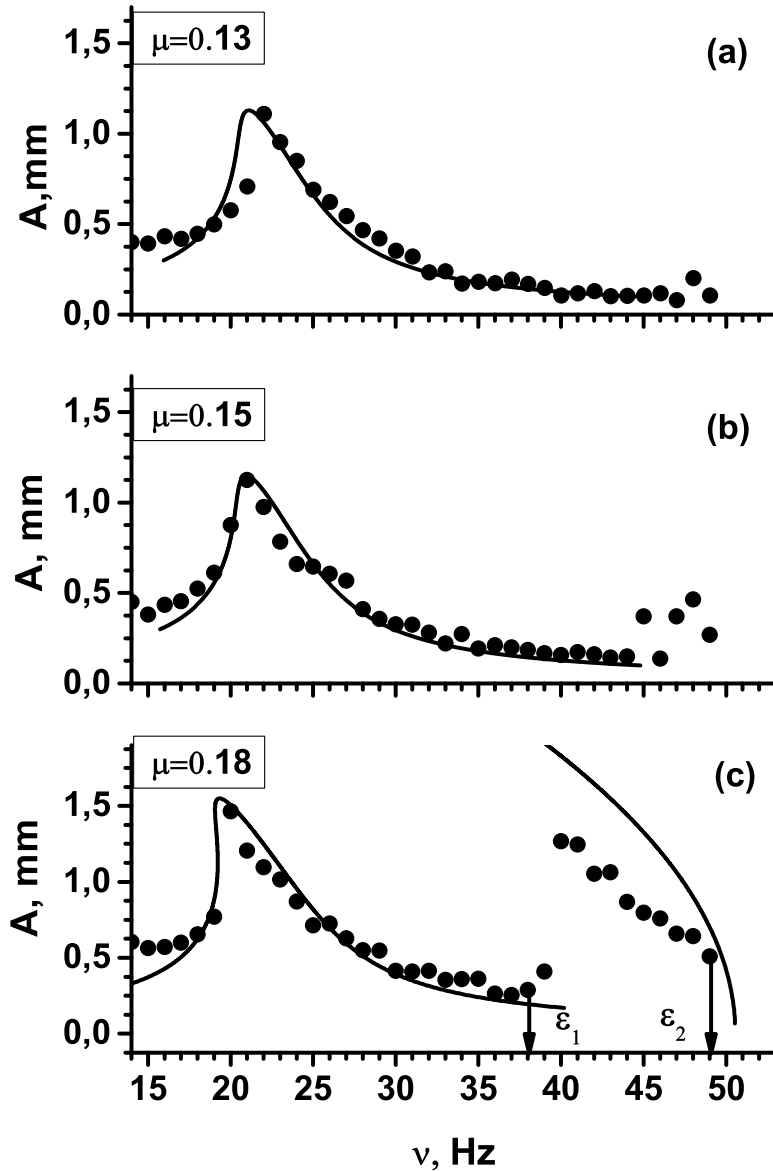


Рисунок 5.9: Амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний пылинки, измеренные при трех значениях глубины модуляции разрядного тока импульсами прямоугольной формы при $p=0.06$ торр. Стрелками показаны границы $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ максимума на удвоенной частоте $2\nu_{res}$. Точки – данные эксперимента, сплошные кривые – аппроксимации функциями, заданными уравнениями 5.3 и 5.5.

5.4 Восстановление профиля поля вблизи положения равновесия пылинки

Найденные из обработки экспериментальных данных коэффициенты ангармоничности позволяют восстановить электрическое поле страты вблизи поло-

жения равновесия пылинки z_0 , которое было определено в главе 2. Будем полагать, что заряд пылинки $q(z) = eZ_d(z)$ ($Z_d(z)$ - зарядовое число) и электрическое поле в страте $E(z)$ зависят от координаты. С учетом коэффициентов нелинейности уравнение баланса сил примет вид:

$$eZ_d(z - z_0)E(z - z_0) = M_d(g - \omega_0^2(z - z_0) - \alpha z(z - z_0)^2 - \beta(z - z_0)^3), \quad (5.7)$$

Разложим зарядовое число пылинки $Z_d(z)$ и электрическое поле $E(z)$ в ряд Тейлора вблизи z_0

$$E(z - z_0) = E(z_0) + E'(z_0)(z - z_0) + \frac{E''(z_0)}{2}(z - z_0)^2 + \frac{E'''(z_0)}{6}(z - z_0)^3, \quad (5.8)$$

$$Z_d(z - z_0) = Z_d(z_0) + Z_d'(z_0)(z - z_0) + \frac{Z_d''(z_0)}{2}(z - z_0)^2 + \frac{Z_d'''(z_0)}{6}(z - z_0)^3. \quad (5.9)$$

здесь значение поля в точке z_0 $E(z_0) = 2.5^V/\text{см}$ (глава 2). Значения зарядового числа пылинки $Z_d(z_0) = 1.5 * 10^4$ и его производных $Z_d'(z_0)$, $Z_d''(z_0)$, $Z_d'''(z_0)$ в точке z_0 были вычислены с помощью распределения заряда пылевой частицы вдоль сраты, рассчитанного с учетом нелокальной кинетики электронов в главе 2. Подставляя в левую часть уравнения 5.7 разложения в ряд Тейлора $Z_d(z - z_0)$ и $E(z - z_0)$ и приравнивая коэффициенты при соответствующих степенях $(z - z_0)$, выразим колебательные характеристики плазменно-пылевой системы ω_0, α, β через параметры поля и заряда.

$$\begin{aligned} \omega_0 &= E(z_0) * eZ_d'(z_0) + E'(z_0) * eZ_d(z_0) \\ \alpha &= E'(z_0) * eZ_d'(z_0) + \frac{E(z_0) * eZ_d''(z_0)}{2} + \frac{E''(z_0) * eZ_d(z_0)}{2} \\ \beta &= \frac{E(z_0) * eZ_d'''(z_0)}{2} + \frac{E'(z_0) * eZ_d''(z_0)}{2} + \frac{E''(z_0) * eZ_d'(z_0)}{2} + \frac{E'''(z_0) * eZ_d(z_0)}{6} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Подставляя в уравнения 5.10 значения ω_0, α, β и $Z_d'(z_0)$, $Z_d''(z_0)$, $Z_d'''(z_0)$, вычислим производные профиля поля $E'(z_0)$, $E''(z_0)$, $E'''(z_0)$ в точке z_0 . Значения

колебательных характеристик и производных электрического поля и зарядового числа представлены в таблице 5.1.

На рисунке 5.10 показан профиль поля вблизи положения равновесия пылинки, заданный уравнением 5.8 (круги). Значение производных в точке z_0 получены с помощью уравнений 5.10 и нормированы на значение поля в точке равновесия пылевой частицы $E(z_0)$. На рисунке 5.10 также изображено распределение зарядового числа вблизи положения равновесия пылинки, рассчитанное в главе 2 и нормированное на значение $Z_d(z_0)$ (квадраты). Из рисунка видно, что поле в страте сильнее зависит от координаты, чем зарядовое число, которое вблизи z_0 остается практически постоянным при увеличении z . Таким образом, основной вклад в нелинейность плазменно-пылевой системы вносит нелинейная зависимость профиля поля от координаты (рисунок 5.10, Таблица 5.1).

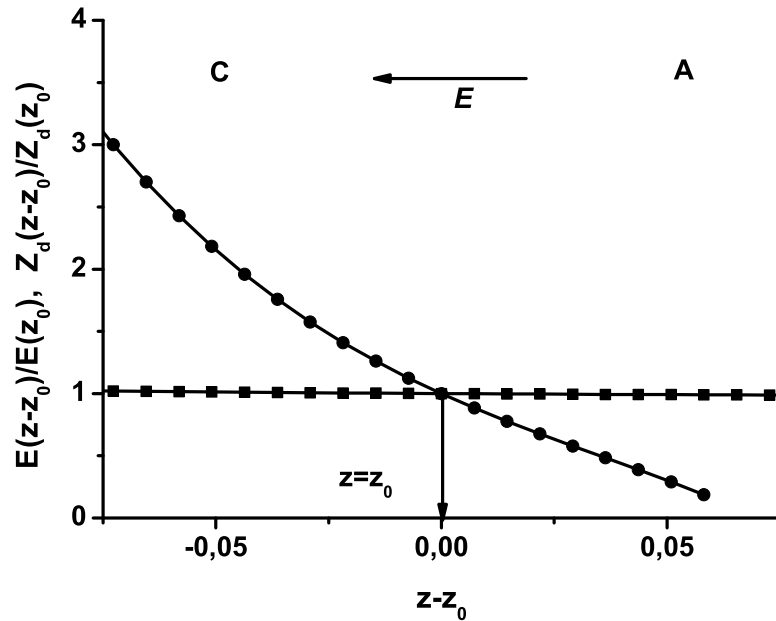


Рисунок 5.10: Распределения профиля поля и зарядового числа, нормированных на значения в точке равновесия $E(z_0)$, $Z_d(z_0)$. Круги - профиль поля $E(z - z_0)/E(z_0)$ вблизи положения равновесия пылинки z_0 , заданный уравнением 5.8. Квадраты - распределение зарядового числа $Z_d(z - z_0)/Z_d(z_0)$ вблизи положения равновесия пылинки z_0 , полученное в главе 2. Стрелкой показано положение равновесия пылинки z_0 . Поле направлено от анода (А) к катоду (С).

На рисунке 5.11 показан профиль поля $E(z)$, заданный кубическим полиномом 5.8, в котором значения производных в точке равновесия получены из уравнения 5.10 (красная кривая). Для сравнения на рисунке показан профиль

поля, заданный тем же полиномом с производными поля, рассчитанными с помощью уравнения 5.10 в предположении постоянства заряда пылинки по координате $Z_d(z - z_0) = \text{const}$ (черная кривая). Из рисунка видно, что профили поля вблизи z_0 практически совпадают. Следовательно при восстановлении профиля поля вблизи положения равновесия пылинки данного диаметра заряд можно считать постоянным. Рассчитанное распределение профиля поля показывает возможность использования нелинейных колебаний пылинки в качестве основы метода восстановления устойчивой ветви профиля поля в страте, который был ранее предложен для ВЧ-разряда в работах [76, 77]

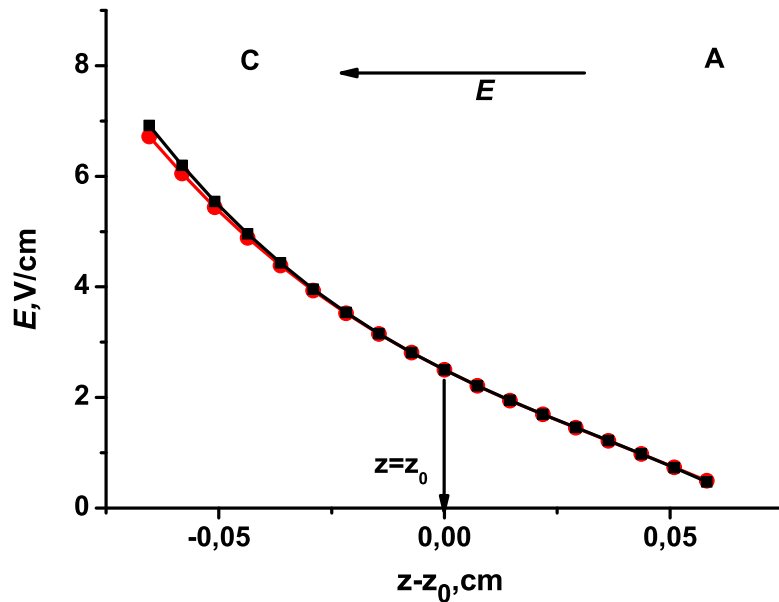


Рисунок 5.11: Профиль поля $E(z)$ вблизи положения равновесия пылинки z_0 , заданный уравнением 5.8. Красная кривая - профиль поля, рассчитанный с помощью значений производных поля, найденных из уравнения 5.10, черная кривая - профиль поля, рассчитанный с помощью значений производных поля, найденных из уравнения 5.10 в предположении постоянства заряда вдоль координаты. Стрелкой показано положение равновесия пылинки z_0 . Поле направлено от анода (А) к катоду (С).

Таблица 5.1: Значения колебательных характеристик: собственной частоты плазменно-пылевой системы ω_0 , коэффициентов ангармоничности α, β ; значения производных зарядового числа $eZ_d'(z_0), eZ_d''(z_0), eZ_d'''(z_0)$, вычисленные с помощью распределения зарядового числа вдоль страты, полученного в главе 2; значения производных профиля поля в страте $E'(z_0), E''(z_0), E'''(z_0)$, рассчитанные с помощью уравнений 5.10.

$\omega_0, \text{ рад} / c$	$\alpha, \text{ рад}^2 * c^2 / \text{см}$	$\beta, \text{ рад}^2 * c^2 / \text{см}^2$
139	$-5.8 * 10^5$	$1.9 * 10^6$
$Z_d'(z_0) * 10^4, 1 / \text{см}$	$Z_d''(z_0) * 10^4, 1 / \text{см}^2$	$Z_d'''(z_0) * 10^4, 1 / \text{см}^3$
-0.3	2.8	-5.1
$E'(z_0), V / \text{см}^2$	$E''(z_0), V / \text{см}^3$	$E'''(z_0), V / \text{см}^4$
-40,5	-228	-2100

5.5 Расчет формы потенциальной ямы для уединенной пылевой частицы в страте

Найденные из обработки экспериментальных данных коэффициенты ангармоничности позволяют восстановить потенциальное поле, в котором колеблется частица. На рисунке 5.12 представлена потенциальная энергия пылинки в страте, рассчитанная с помощью значений колебательных характеристик плазменно-пылевой системы (таблица 5.1) по формуле:

$$U(z) = M_d \left(\frac{\omega_0^2 (z - z_0)^2}{2} + \frac{\alpha (z - z_0)^3}{3} + \frac{\beta (z - z_0)^4}{4} \right).$$

Пунктирной кривой на рисунке изображена потенциальная энергия, соответ-

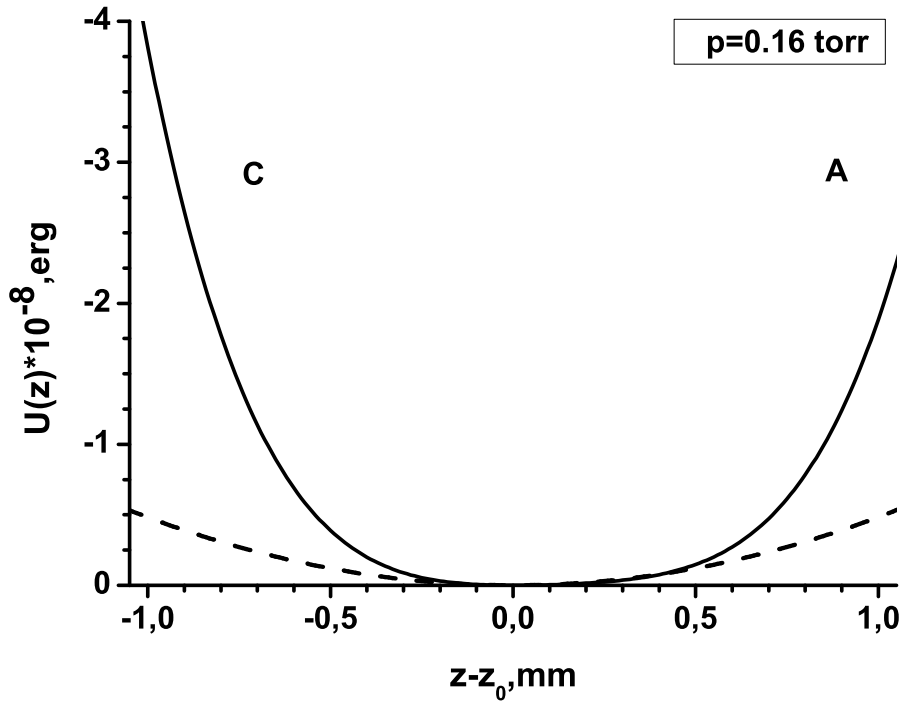


Рисунок 5.12: Потенциальная энергия $U(z)$ уединенной пылевой частицы в страте при давлении $p=0.16$ торр. Сплошная кривая соответствует потенциальной яме, рассчитанной с учетом коэффициентов нелинейности α, β , пунктирная кривая соответствует приближению гармонического осциллятора.

ствующая приближению гармонического осциллятора. Из рисунка видно, что при малых смещениях пылинки: в сторону катода $\Delta Z < 0.2$, в сторону анода $\Delta Z < 0.55$, кривые совпадают, и колебания пылинки будут происходить в ли-

нейном режиме. Учет коэффициентов нелинейности α, β приводит к тому, что потенциальная яма приобретает форму несимметричной параболы, катодная ветвь которой более крутая, чем анодная. Нелинейность плазменно-пылевой системы, обусловленная нелинейной зависимостью поля страты и заряда пылинки от координаты увеличивает ее динамическую жесткость: одно и то же количество энергии приводит к колебаниям меньшей амплитуды. Так как в нелинейность исследуемой плазменно-пылевой системы основной вклад вносит распределение поля в страте, (рисунки 5.10, 5.11, Таблица 5.1), то уменьшение жесткости системы пылинка+страта возможно, например, за счет уменьшения глубины модуляции поля. Следовательно, по сравнению с пылевой плазмой ВЧ-разряда, где градиент поля достаточно велик, пылевая плазма в стратифицированном разряде низкого давления более чувствительна к различного рода воздействиям.

5.6 Выводы к главе

1. Реализованы нелинейные вынужденные колебания уединенной пылевой частицы посредством смещения положения страты, вызванного модуляцией разрядного тока с частотой 1-50 Гц.
2. Измерены АЧХ колебаний пылинки при давлениях $p=0.06$ торр и $p=0.16$ торр для глубин модуляции $\mu = 0.13 - 0.41$.
3. Измерены ангармонические эффекты: неизохронность, появление резонанса параметрического типа на удвоенной частоте, гистерезис.
4. Количественное описание вынужденных колебаний пылинки проведено на основе теории ангармонического осциллятора [107]. Для двух давлений рассчитаны: пороговое значение амплитуды вынуждающей силы, необходимой для появления резонанса на удвоенной частоте, и соответствующее ей пороговое значение глубины модуляции; критическое значение амплитуды вынуждающей силы, необходимой для появления гистерезиса и соответствующее ее критическое значение глубины модуляции.

5. На основе вычисленных коэффициентов нелинейности плазменно-пылевой системы рассчитана форма потенциальной ямы, в которой пылинка совершает колебания. Показано отличие формы потенциальной ямы от приближения гармонического осциллятора.
6. На основе исследования ангармонических колебаний уединенной пылевой частицы восстановлен профиль поля вблизи положения равновесия пылинки. Показано, что основной вклад в нелинейность плазменно-пылевой системы, уединенная пылевая частица в страте, вносит нелинейная зависимость профиля поля от координаты.

Заключение

В заключении перечислим основные результаты диссертации.

1. Рассчитано зарядовое число уединенной пылевой частицы с учетом нелокальной кинетики электронов в стратифицированном разряде низкого давления в неоне. Значение зарядового числа составило $Z_d = 1.5 * 10^4$. Описаны особенности нелокальных ФРЭ и условия существования для трех типов ионизационных волн в неоне. Рассчитана нелокальная и равновесная функции распределения электронов для давления неона $p=0.2$ торр. Вычислены потоки ионов и электронов на поверхность пылевой частицы. Проведено сравнение распределений потенциала и зарядового числа пылинки вдоль страты, полученных с учетом нелокальной и Максвелловской ФРЭ.
2. Разработан и реализован метод определения заряда уединенной пылевой частицы на основе релаксационных колебаний. Значение зарядового числа $Z_d = 1.9 * 10^4$ было получено с помощью экспериментально определенных значений собственной частоты и коэффициента затухания.
3. Получены амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в диапазоне давлений $p=0.06-0.66$ торр. Исследована зависимость вида АЧХ от формы модулирующего сигнала. Было определено значение собственной частоты плазменно-пылевой системы двумя независимыми методами. Получено значение добротности плазменно-пылевой системы, которое составило $Q = 9$ для $p=0.06$ торр и $Q = 9$ для $p=0.16$ торр.
4. Исследована зависимость вида АЧХ вынужденных колебаний пылинки от глубины модуляции тока для двух значений давления $p=0.06$ и

$p=0.16$ торр. Измерены нелинейные эффекты колебаний пылинки: незонхронность, резонанс на удвоенной частоте, гистерезис. Описание измеренных АЧХ проведено на основе теории ангармонического осциллятора, изложенной в [107]. Определены пороговые и критические значения амплитуды вынуждающей силы для появления резонанса на удвоенной частоте и гистерезиса соответственно. С помощью полученных значений коэффициентов нелинейности построена форма потенциальной ямы, в которой находится уединенная пылевая частица в страте, и восстановлен профиль поля вблизи положения равновесия пылинки.

В заключении автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю профессору Юрию Борисовичу Голубовскому за постоянное внимание и помощь на протяжении всего периода выполнения настоящей работы. Автор также благодарен профессору Карасеву Виктору Юрьевичу, помощью которого в создании экспериментальной установки и проведении исследований в рамках данной работы была для автора чрезвычайно важна. Автор выражает благодарность доценту Балабасу Михаилу Владленовичу, доценту Крылову Игорю Ратмировичу за помощь в изготовлении и ремонте разрядных камер; профессору Иванову Владимиру Александровичу за помощь в создании модулятора разрядного тока; заведующему кафедрой оптики Тимофееву Николаю Александровичу, а также всем сотрудникам кафедры за поддержку и доброжелательность.

Список литературы

1. *Chu J., Lin I.* Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 72. — P. 4009.
2. *Thomas H., Morfill G., Demmel V. et al.* Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 73. — P. 652.
3. *Hayashi Y., Tachibana K.* Observation of Coulomb-crystal formation from carbon particles grown in a methane plasma // *Japanese journal of applied physics*. — 1994. — Vol. 33. — P. L804.
4. *Bouchoule A.* Dusty plasmas: physics, chemistry, and technological impacts in plasma processing. — New York: John Wiley & Sons Inc, 1999. — P. 439.
5. *Shukla P., Mamun A.* Introduction to dusty plasma physics. — Bristol: Institute of Physics Publishing, 2002. — P. 395.
6. *Vladimirov S. V., Ostrikov K., Samarian A. A.* Physics and applications of complex plasmas. — London: Imperial College Press, 2005. — P. 439.
7. *Tsyтович V. N., Morfill G., Vladimirov S. V., Thomas H. M.* Elementary physics of complex plasmas. — Berlin; New York: Springer, 2008. — P. 384.
8. *Цытович В. Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // *Успехи физических наук*. — 1997. — Т. 167. — С. 57–99.
9. *Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортков В. Е.* Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц // *Успехи физических наук*. — 1997. — Т. 167. — С. 1215–1226.

10. Цытович В. П., Морфилл Г. Е., Томас Х. Комплексная плазма: IV. Теория комплексной плазмы. Приложения // *Физика плазмы*. — 2004. — Т. 30. — С. 877–929.
11. Фортвов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И. и Петров О. Ф. Пылевая плазма // *Успехи физических наук*. — 2004. — Т. 174. — С. 495–544.
12. Игнатов А. М. Физические процессы в пылевой плазме // *Физика плазмы*. — 2005. — Т. 31. — С. 52–63.
13. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Фортвов В. Е., Храпак А. Г. и Храпак С. А. Пылевая плазма эксперимент и теория. — М.: Физматлит, 2009. — С. 315.
14. Цытович В. Н. Развитие физических представлений о взаимодействии плазменных потоков и электростатических полей в пылевой плазме // *Успехи физических наук*. — 2007. — Т. 177. — С. 427–472.
15. Цытович В. Н., Морфилл Г. Е., Томас Х. Комплексная плазма: I. Комплексная плазма как необычное состояние вещества // *Физика плазмы*. — 2002. — Т. 28. — С. 675–707.
16. Морфилл Г. Е., Цытович В. Н., Томас Х. Комплексная плазма: II. Элементарные процессы в комплексной плазме // *Физика плазмы*. — 2003. — Т. 29. — С. 3–36.
17. Томас Х., Морфилл Г. Е., Цытович В. Н. Комплексная плазма: III. Эксперименты по сильной связи и дальним корреляциям // *Физика плазмы*. — 2003. — Т. 29. — С. 963–1030.
18. Fortov V., Nefedov A., Torchinskii V. et al. Crystallization of a dusty plasma in the positive column of a glow discharge // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. — 1996. — Vol. 64. — P. 92–98.
19. Fortov V. E., Nefedov A. P., Torchinsky V. M. et al. Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata // *Physics Letters A*. — 1997. — Vol. 229. — P. 317–322.

20. *Nefedov A., Petrov O., Molotkov V., Fortov V.* Formation of liquidlike and crystalline structures in dusty plasmas // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. — 2000. — Vol. 72. — P. 218–226.
21. *Lipaev A., Molotkov V., Nefedov A. et al.* Ordered structures in a non-ideal dusty glow-discharge plasma // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 1997. — Vol. 85. — P. 1110–1118.
22. *Недоспасов А. В.* Страты // *Успехи физических наук*. — 1968. — Т. 94. — С. 439–462.
23. *Ланда П. С., Мускинова И.А., Пономарев Ю.В.* Ионизационные волны в низкотемпературной плазме // *Успехи физических наук*. — 1980. — Т. 132. — С. 601–637.
24. *Пекарек Л.* Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме // *Успехи физических наук*. — 1968. — Т. 94. — С. 463–500.
25. *Fortov V., Morfill G.* Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. — New York: Taylor & Francis Group, New York, 2010. — P. 418.
26. *Козлов О. В.* Электрический зонд в плазме. — Москва: Атомиздат, 1969. — С. 292.
27. *Демидов В. Н., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А.* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. — Москва: Энерггоатомиздат, 1996. — С. 290.
28. *Goree J.* Charging of particles in a plasma // *Plasma Sources Science and Technology*. — 1994. — Vol. 3. — P. 400.
29. *Molotkov V. I., Petrov O. F., Pustyl'nik M. Y. et al.* Dusty plasma of a dc glow discharge: methods of investigation and characteristic features of behavior // *High temperature*. — 2004. — Vol. 42. — P. 827–841.
30. *Tsendin L.* Electron kinetics in non-uniform glow discharge plasmas // *Plasma Sources Science and Technology*. — 1995. — Vol. 4. — P. 200.

31. Kolobov V. I., Godyak V. A. Nonlocal electron kinetics in collisional gas discharge plasmas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1995. — Vol. 23. — P. 503–531.
32. Голубовский Ю. Б., Кудрявцев А. А., Некучаев В. О., Порохова И. А. и Цендин Л. Д. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. — СПб.: Издательство Санкт-Петербургского университета, 2004. — С. 284.
33. Цендин Л. Д. Кинетика ионизации и ионизационные волны в неоне // *ЖТФ*. — 1982. — Т. 52. — С. 635.
34. Цендин Л. Д. Функция распределения электронов слабоионизированной плазмы в неоднородных электрических полях // *Физика плазмы*. — 1982. — Т. 8. — С. 169.
35. Golubovskii Y. B., Kozakov R., Behnke J. et al. Resonance effects in the electron distribution function formation in spatially periodic fields in inert gases // *Physical Review E*. — 2003. — Vol. 68. — P. 026404.
36. Sigeneger F., Winkler R. On the nonlocal electron kinetics in s and p striations of DC glow discharge plasmas: II. Electron properties in periodic states // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. — 2000. — Vol. 20. — P. 429–451.
37. Golubovskii Y. B., Skoblo A. Y., Wilke C. et al. Peculiarities of the resonant structure of the electron distribution function in S-, P- and R-striations // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2009. — Vol. 18. — P. 045022.
38. Сухинин Г. И., Федосеев А. В. Зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме стратифицированного тлеющего разряда // *Физика плазмы*. — 2007. — Т. 33. — С. 1117–1126.
39. Sukhinin G. I., Fedoseev A. V., Ramazanov T. S. et al. Dust particle charge distribution in a stratified glow discharge // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2007. — Vol. 40. — P. 7761.

40. Sukhinin G., Fedoseev A., Ramazanov T. et al. Non-local effects in a stratified glow discharge with dust particles // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — Vol. 41. — P. 245207.
41. Sukhinin G., Fedoseev A. Charging of dust grains in a nonequilibrium plasma of a stratified glow discharge // *Plasma Physics Reports*. — 2007. — Vol. 33. — P. 1023–1031.
42. Mayorov S. On the electron energy distribution in the gas discharge positive column: Langmuir paradox // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. — 2013. — Vol. 40. — P. 258–264.
43. Hutchinson I., Patacchini L. Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma // *Physics of Plasmas*. — 2007. — Vol. 14. — P. 013505.
44. Zobnin A., Nefedov A., Sinel'Shchikov V., Fortov V. On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2000. — Vol. 91. — P. 483–487.
45. Lampe M., Joyce G., Ganguli G., Gavrishchaka V. Interactions between dust grains in a dusty plasma // *Physics of plasmas*. — 2000. — Vol. 7. — P. 3851–3861.
46. Zobnin A., Usachev A., Petrov O., Fortov V. Ion current on a small spherical attractive probe in a weakly ionized plasma with ion-neutral collisions (kinetic approach) // *Physics of plasmas*. — 2008. — Vol. 15. — P. 043705.
47. Kagan Y., Perel V. Probe methods in plasma research // *Soviet Physics Uspekhi*. — 1963. — Vol. 81. — P. 409–452.
48. Maiorov S. Influence of the trapped ions on the screening effect and frictional force in a dusty plasma // *Plasma physics reports*. — 2005. — Vol. 31. — P. 690–699.
49. Майоров С. А. О влиянии связанных ионов на экранирование и силу трения в пылевой плазме // *Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук*. — 2004.

50. Sukhinin G., Fedoseev A., Antipov S. et al. Effect of trapped ions and nonequilibrium electron-energy distribution function on dust-particle charging in gas discharges // *Physical Review E*. — 2009. — Vol. 79. — P. 036404.
51. Sukhinin G., Fedoseev A., Antipov S. et al. Trapped ions and the shielding of dust particles in low-density non-equilibrium plasma of glow discharge // *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. — 2009. — Vol. 42. — P. 214027.
52. Филиппов А. В., Дятко Н. А., Паль А. Ф., Старостин А. И. Самосогласованная модель зарядки пылевых частиц при повышенных давлениях на основе метода моментов // *Физика плазмы*. — 2003. — Т. 29. — С. 214–226.
53. Паль А. Ф., Старостин А. И., Филиппов А. В. Зарядка пылевых частиц в создаваемой продуктами радиоактивного распада плазме при повышенных давлениях // *Физика плазмы*. — 2001. — Т. 27. — С. 155–164.
54. Филиппов А. В., Дятко Н. А., Костенко А. С. Исследование зарядки пылевых частиц в слабоионизованных инертных газах с учетом нелокальности функции распределения электронов по энергии // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2014. — Т. 146. — С. 1122–1134.
55. Мольков С. И., Савин В. Н. Механизмы зарядки пылевых частиц в плазме с учетом эмиссионных процессов // *Физика плазмы*. — 2017. — Т. 43. — С. 193–202.
56. Sukhinin G., Fedoseev A., Antipov S. et al. Influence of dust particles concentration on plasma parameters in DC discharge // *Contributions to Plasma Physics*. — 2009. — Vol. 49. — P. 781–785.
57. Vasilyak L., Polyakov D., Shumova V. Glow discharge positive column with dust particles in neon // *Contributions to Plasma Physics*. — 2013. — Vol. 53. — P. 432–435.
58. Usachev A., Zobnin A., Petrov O. et al. Elongated dust clouds in a uniform DC positive column of low pressure gas discharge // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2016. — Vol. 25. — P. 035009.

59. Kostenko A., Ochkin V., Tskhai S. The influence of dust particles on the intensities of plasma emission lines // *Technical Physics Letters*. — 2016. — Vol. 42. — P. 743–746.
60. Zobnin A., Usachev A., Petrov O. et al. Two-dimensional positive column structure with dust cloud: Experiment and nonlocal kinetic simulation // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25. — P. 033702.
61. Zobnin A., Usachev A., Petrov O., Fortov V. Two-dimensional positive column structure in a discharge tube with radius discontinuity // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21. — P. 113503.
62. Ikezi H. Coulomb solid of small particles in plasmas // *The Physics of fluids*. — 1986. — Vol. 29. — P. 1764–1766.
63. Pustyl'nik M., Ohno N., Takamura S., Smirnov R. Modification of the damping rate of the oscillations of a dust particle levitating in a plasma due to the delayed charging effect // *Physical Review E*. — 2006. — Vol. 74. — P. 046402.
64. Nunomura S., Misawa T., Ohno N., Takamura S. Instability of dust particles in a coulomb crystal due to delayed charging // *Physical review letters*. — 1999. — Vol. 83. — P. 1970.
65. Puttscher M., Melzer A., Konopka U. et al. Vertical oscillations of dust particles in a strongly magnetized plasma sheath induced by horizontal laser manipulation // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24. — P. 013701.
66. Tomme E., Annaratone B., Allen J. Damped dust oscillations as a plasma sheath diagnostic // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2000. — Vol. 9. — P. 87.
67. Carstensen J., Jung H., Greiner F., Piel A. Mass changes of microparticles in a plasma observed by a phase-resolved resonance method // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Vol. 18. — P. 033701.
68. Melzer A., Trottenberg T., Piel A. Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices // *Physics Letters A*. — 1994. — Vol. 191. — P. 301–308.

69. *Konopka U., Ratke L., Thomas H.* Central collisions of charged dust particles in a plasma // *Physical review letters*. — 1997. — Vol. 79. — P. 1269.
70. *Homann A., Melzer A., Piel A.* Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals // *Physical Review E*. — 1999. — Vol. 59. — P. R3835.
71. *Samarian A., James B.* Dust as fine electrostatic probes for plasma diagnostic // *Plasma physics and controlled fusion*. — 2005. — Vol. 47. — P. B629.
72. *Schollmeyer H., Melzer A., Homann A., Piel A.* Dust–dust and dust-plasma interactions of monolayer plasma crystals // *Physics of Plasmas*. — 1999. — Vol. 6. — P. 2693–2698.
73. *Ohno N., Sawai M., Misawa T. et al.* Parametric excitation of a dust particle trapped in a plasma-sheath boundary // *Physica Scripta*. — 2002. — Vol. 2002. — P. 81.
74. *Norman G., Stegailov V., Timofeev A.* Anomalous kinetic energy of a system of dust particles in a gas discharge plasma // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2011. — Vol. 113. — P. 887–900.
75. *Semyonov V., Timofeev A.* Energy transfer between degrees of freedom of a dusty plasma system // *Journal of Physics: Conference Series* / IOP Publishing. — Vol. 774. — 2016. — P. 012171.
76. *Ivlev A., Sütterlin R., Steinberg V. et al.* Nonlinear vertical oscillations of a particle in a sheath of a rf discharge // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 85. — P. 4060.
77. *Zafra C., Melzer A., Piel A.* Nonlinear resonances of particles in a dusty plasma sheath // *Physical Review E*. — 2001. — Vol. 63. — P. 066403.
78. *Harris B. J., Matthews L. S., Hyde T. W.* Vertical-probe-induced asymmetric dust oscillation in complex plasma // *Physical Review E*. — 2013. — Vol. 87. — P. 053109.

79. *Resendes D., Sorasio G., Shukla P.* Dynamics of dust particles in plasma sheaths // *Physics of Plasmas*. — 2002. — Vol. 9. — P. 2988–2997.
80. *Ratynskaia S., Khrapak S., Zobnin A. et al.* Experimental determination of dust-particle charge in a discharge plasma at elevated pressures // *Physical review letters*. — 2004. — Vol. 93. — P. 085001.
81. *Khrapak S., Ratynskaia S. V., Zobnin A. et al.* Particle charge in the bulk of gas discharges // *Physical Review E*. — 2005. — Vol. 72. — P. 016406.
82. *Fortov V., Nefedov A., Molotkov V. et al.* Dependence of the dust-particle charge on its size in a glow-discharge plasma // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 87. — P. 205002.
83. *Naumkin V., Fatkullin D., Molotkov V. et al.* Action of nanosecond electric pulses for glow discharge dusty plasma structures // *AIP Conference Proceedings-American Institute of Physics*. — Vol. 1397. — 2011. — P. 381.
84. *Gogolev A., Khakhaev A., Pergament A., Shtykov A.* Effects of harmonic modulation of current in glow discharge dusty plasma with ordered structures // *Contributions to Plasma Physics*. — 2011. — Vol. 51. — P. 498–504.
85. *Franck J., Hertz G.* Über Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen // *Verh. D. Phys. Ges.* — 1913. — Vol. 15. — P. 373–390.
86. *Golubovskii Y., Pelyukhova E., Sigeneger F., Nekuchaeu V.* Stratification of discharge in noble gases from the viewpoint of the discrete dynamics // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Vol. 22. — P. 032105.
87. *Golubovskii Y. B., Maiorov V., Porokhova I., Behnke J.* On the non-local electron kinetics in spatially periodic striation-like fields // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1999. — Vol. 32. — P. 1391.
88. *Golubovskii Y. B., Skoblo A. Y., Wilke C. et al.* Kinetic resonances and stratification of the positive column of a discharge // *Physical Review E*. — 2005. — Vol. 72. — P. 026414.

89. Golubovskii Y. B., Rabadanov K., Nekuchaeu V. Diffusion-path approximation in nonlocal electron kinetics // *Russian Journal of Physical Chemistry B*. — 2017. — Vol. 11. — P. 106–111.
90. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. — 1977. — С. 384.
91. O'Malley T., Crompton R. Electron-neon scattering length and S-wave phaseshifts from drift velocities // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1980. — Vol. 13. — P. 3451.
92. Wetzel R. C., Baiocchi F. A., Hayes T. R., Freund R. S. Absolute cross sections for electron-impact ionization of the rare-gas atoms by the fast-neutral-beam method // *Physical Review A*. — 1987. — Vol. 35. — P. 559.
93. Zeman V., Bartschat K. Electron-impact excitation of the and states of neon // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 1997. — Vol. 30. — P. 4609.
94. Mott-Smith H. M., Langmuir I. The theory of collectors in gaseous discharges // *Physical review*. — 1926. — Vol. 28. — P. 727.
95. Druyvesteyn M. Der niedervoltbogen // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*. — 1930. — Vol. 64. — P. 781–798.
96. Riemann K. U. The Bohm criterion and sheath formation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1991. — Vol. 24. — P. 493.
97. Uglov A., Gnedovets A. Effect of particle charging on momentum and heat transfer from rarefied plasma flow // *Plasma chemistry and plasma processing*. — 1991. — Vol. 11. — P. 251–267.
98. Kilgore M., Daugherty J., Porteous R., Graves D. Transport and heating of small particles in high density plasma sources // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*. — 1994. — Vol. 12. — P. 486–493.

99. Клярфельд Б. Н. Образование страт в газовом разряде // *ЖЭТФ*. — 1952. — Т. 22. — С. 66.
100. Dzlieva E., Ermolenko M., Karasev V. Y. Properties of dust-plasma structures formed in a glow discharge above the lower wall of the discharge chamber // *Plasma physics reports*. — 2012. — Vol. 38. — P. 540–544.
101. Dzlieva E., Ermolenko M., Karasev V. Y. Sizing of particles levitating in a glow discharge dusty plasma // *Technical Physics*. — 2012. — Vol. 57. — P. 145–148.
102. Karasev V. Y., Dzlieva E., Eikhval'd A. et al. Single dust-particle rotation in glow-discharge plasma // *Physical Review E*. — 2009. — Vol. 79. — P. 026406.
103. Golubovskii Y. B., Kozakov R., Nekuchaev V., Skoblo A. Y. Nonlocal electron kinetics and radiation of a stratified positive column of discharge in neon // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — Vol. 41. — P. 105205.
104. Stewart A. Oscillating glow discharge plasma // *Journal of Applied Physics*. — 1956. — Vol. 27. — P. 911–916.
105. Epstein P. S. On the resistance experienced by spheres in their motion through gases // *Physical Review*. — 1924. — Vol. 23. — P. 710.
106. Golubovskii Y., Karasev V., Kartasheva A. Dust particle charging in a stratified glow discharge considering nonlocal electron kinetics // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2017. — Vol. 26. — P. 115003.
107. Landau L. D., Lifshitz E. M. Course of theoretical physics. vol. 1: Mechanics. — Oxford: Elsevier, 1978. — P. 170.
108. Golubovskii Y., Karasev V., Kartasheva A. Resonance properties of the single dust particle in a stratified glow discharge. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2018. — Vol. 27. — P. 065006.