

МЕТОДЫ И ТЕХНИКА СЕЛЕКТИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ПЛАЗМЕ (ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ)

А. М. Ильин

Петрозаводский государственный университет

В последнее время повышенный интерес к изучению свойств пылевой плазмы связан с широким использованием технологий плазменного напыления и травления в микроэлектронике, при производстве тонких пленок и наночастиц [1]. Для уменьшения или предотвращения негативных воздействий содержащейся в плазме конденсированной дисперсной фазы (КДФ) необходимо понимать механизмы влияния различных частиц на свойства разряда в плазме.

В [2, 3] отмечены особенности свойств пылевой плазмы и ее диагностики. В этих работах основное внимание уделено различным оптическим методам, их комбинациям и специфическим особенностям определения параметров макрочастиц: размеров, концентрации, показателей преломления, температуры поверхности и кинетической температуры (средней кинетической энергии), заряда и пространственной структуры. Показано, что эти методы отличает отсутствие воздействия на исследуемый объект, быстрое действие, возможность применения автоматической обработки данных и получения данных в реальном режиме времени. Также показано, как следует учитывать влияние частиц на измерение параметров газа некоторыми традиционными методами, такими как обобщенный метод обращения и метод полного поглощения.

Независимые измерения параметров плазмы различными методами позволяют сопоставить реальные свойства исследуемого физического объекта моделям, принятым для его описания и получить в эксперименте новые данные для развития теории [2, 3].

Сравнительное измерение заселенностей состояний, в том числе и абсолютных, напряженностей электрических полей для плазмы с КДФ и без нее и могут дать методы лазерной спектроскопии. Из этих данных (для разных физических условий в плазме) могут быть получены, в частности, функции распределения по энергии электронов, их количество, температуры электронов, атомов (в случае ЛТР) [33], параметры макрочастиц, и т. д.

Мы остановимся на диагностике низкотемпературной плазмы с использованием двух методов лазерной спектроскопии, а именно: лазерной флуоресценции и лазерной ионизационной спектроскопии или оптико-гальванической спектроскопии. Основы обсуждаемых методов, а также других, основанных на том или ином применении лазерного излучения, можно найти в [4–8, 32].

1. Исследование населенности состояний синглетного и триплетного He

1.1. Экспериментальное определение функции распределения электронов по энергии (ФРЭ) имеет большое значение, поскольку электронная компонента в значительной степени определяет свойства плазмы в целом.

Прямой экспериментальный зондовый метод имеет ограничения при использовании, отметим лишь влияние на результаты измерений ионного тока на зонд, колебания потенциала плазмы [13, 19, 24, 27] и т. д.

Разработка альтернативных методов измерения ФРЭ, свободных от недостатков, отмеченных выше, является актуальной.

Исследования интенсивности [12] линий спектра плазмы соответствующих состояний может дать при большом числе переходов информацию о ФРЭ. Интенсивность излучения

$$I(x) = hv(x)n_0n_e \int_{V_k(x)}^{\infty} Q(x, V)\sqrt{V}f(V)dV, \quad (1.1)$$

здесь $I(x)$ – интенсивность спектральной линии, x – параметр, характеризующий данную спектральную линию, n_0, n_e – концентрации нормальных атомов и электронов соответственно, h – постоянная Планка, $v(x)$ – частота спектральной линии, $Q(x, V), V_k(x)$ – оптическая функция возбуждения и потенциал возбуждения спектральной линии соответственно. Решая уравнение (1.1), можно получить ФРЭ в области энергий, превышающих величину $eV_k(x)$.

Решение уравнения (1.1) – обратная задача, исходные данные для которой заданы в дискретном наборе линий. Методы регуляризации решения приведены, например, в [19]. В этом сборнике, помимо методических вопросов применения алгоритмов регуляризации рассматриваются вопросы необходимого количества линий для обеспечения достаточной точности расчета ФРЭ, повышения точности восстановления ФРЭ. Приведены конкретные примеры расчета ФРЭ в плазме гелия по измеренным интенсивностям 5 синглетных и триплетных линий He с учетом возможных погрешностей эксперимента. Линии с сильно различающимся ходом функции возбуждения были выбраны для того, чтобы уменьшить погрешность восстановления ФРЭ. Кроме того, интенсивности их были примерно одного порядка, что также должно было увеличить точность восстановления ФРЭ.

В работе подчеркивается, что рассматриваемый метод применим только для расчета распределения быстрых электронов и является дополнением к зондовому методу, обеспечивающему достаточную точность вплоть до пороговой энергии возбуждения исследуемого газа. Заметим, что для гелия это ~ 20 эВ.

К недостаткам метода относится ограниченность условий, при которых формула для интенсивности правильно отражает механизм возбуждения и опустошения энергетических уровней атомов, т. е. пренебрегается процессами ступенчатого возбуждения и тушения возбужденных состояний электронами и атомным ударом, что для инертного газа не вполне оправдано.

Данный метод был применен для экспериментального определения ФРЭ и динамики ее поведения в зависимости от места в плазме ускорителя. ФРЭ получали в диапазоне энергии 11–60 эВ по исследованию 14 атомарных и ионных линий Xe [20]. Одновременное применение различных методов (использовались также зондовые методы) позволили проверить и подтвердить корректность определения ФРЭ по интенсивности линий в указанном диапазоне и зондовым методом при энергии > 30 эВ. Средняя по кривой погрешность восстановления ФРЭ не превосходит величину 7–20 % при погрешности в определении электронного тока на зонд 5–15 %. Погрешность в определении интенсивности не превышала 30 %. Концентрация электронов в эксперименте изменялась от 10^{11} до 10^{12} см⁻³ в зависимости от положения в пространстве плазменного ускорителя, а температура T_e – до 15 эВ.

Методика определения ФРЭ, основанная на регистрации определенного оптического излучения молекулярных газов, позволившая проводить измерения ФРЭ как при низких, так и при высоких энергиях, описана в [24]. Рассмотрение проведено на примере плазмы азота и смеси азота с гелием, что позволило получить ФРЭ при энергиях, больших 11 эВ. Сопоставлены результаты спектроскопических измерений с измерениями ФРЭ зондовым методом в условиях, когда их достоверность не вызывает сомнений.

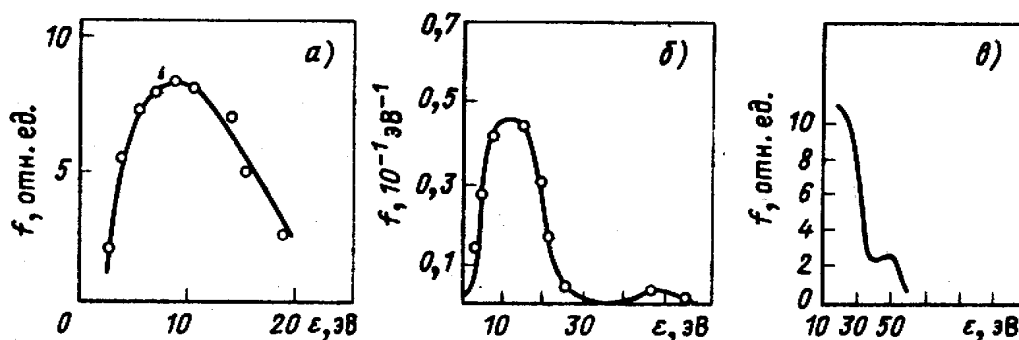


Рис. 1.1. ФРЭ, полученная методом радиотехнического дифференцирования ВАХ (а), методом регуляризации (б), спектральным методом (в) [20]

Проверка предложенной модели проводилась при следующих экспериментальных условиях: разряд в чистом азоте при давлениях от 0,05 до 0,3 Торр, разряд в смеси азота ($7 \times 10^{-4} - 6 \times 10^{-2}$ Торр) с гелием (0,2 – 0,5 Торр); концентрация электронов в обоих случаях $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$.

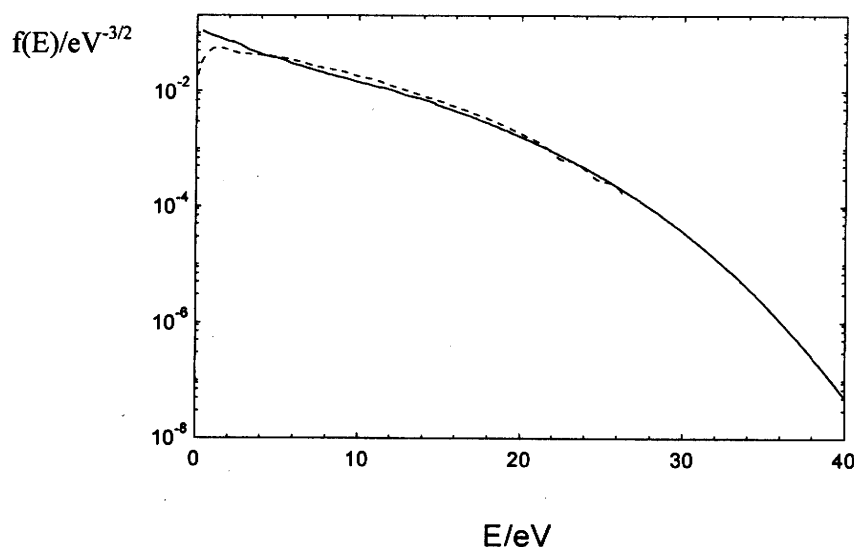


Рис. 1.2. ФРЭ, измеренные спектроскопическим и зондовым методами (пунктир) (из работы [24])

В [14] рассматриваются особенности формирования функции распределения электронов по энергии в пылевой плазме и показано влияние ее на параметры плазмы, в частности, на вводимую в разряд мощность. Подчеркнуто, что в условиях газоразрядной плазмы умеренного давления $0,01 < pR < 1 \text{ см} \times \text{Торр}$ ФРЭ является существенно неравновесной и нелокальной. Отмечено влияние пылевых частиц на высокоэнергетичную часть ФРЭ.

Рассмотренные экспериментальные результаты требуют дополнительных уточнений как с точки зрения модельных представлений физики плазмы, так и новых данных для развития теории.

В [18] приведены выражения, позволяющие определить n_e и T_e для существенно неравновесных условий по измерению абсолютной заселенности каких-либо трех возбужденных состояний. Там же показано, что для условий термодинамического равновесия достаточно для определения указанных параметров измерений двух спектральных линий, излучаемых при переходах между возбужденными состояниями и покидающими без реабсорбции плазменный объем.

Примеры исследований функций распределения электронов с использованием излучения плазмы на основе [18] собраны в [12]. Это и плазма медного лазера на самоограниченных переходах, СВЧ разряд в He при атмосферном давлении, и т. д.

1.2. Для определения количества атомов He в состоянии 2^1S и других, в том числе ридберговских состояниях, в исследуемой плазме и предполагается использовать лазерный комплекс, разработанный и созданный на КИИСиФЭ [17]. Оптическая схема приведена на рис. 1.3. Лазерный комплекс создан на основе серийного лазера ЛТИ-406 на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом (YAG) с преобразованием излучения во вторую гармонику в кристалле дидейтероарсената цезия (ДСДА), помещенном в герметичную микрочашку с автоматическим температурным выставлением и поддержанием синхронизма. Его конфигурация и возможности видоизменялись в зависимости от решаемой задачи с использованием перестраиваемых ЛК. В данной конфигурации оптической схемы лазерного комплекса энергия излучения на длине волны $\lambda = 0.53$ мкм делится в соотношении 3/2 для накачки двух лазеров на красителях (ЛК1) и (ЛК2) соответственно. Непреобразованная в ДСДА энергия лазера на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм направляется для суммирования в КДР2 с перестраиваемым по длине волны излучением ЛК2 для формирования лучистого потока в ближнем УФ диапазоне.

Некоторые изменения по сравнению с [17] коснулись ступени ЛК2, модифицированного с целью расширения диапазона возможной перестройки длин волн. Использована поперечная схема накачки задающего генератора (ЗГ) и усилителя (УС) перестраиваемого лазера, что позволило увеличить размер активной области в кювете ЗГ и для красителей с небольшим коэффициентом усиления обеспечить возможность превышения потерь в резонаторе. Данное изменение позволило получить генерацию в рассматриваемой ступени на смесях красителей феналемин-70 и нильский синий в этаноле и достичь красного края диапазона генерации излучения ЛК2 0.69 мкм.

В настоящий момент получено излучение на двух длинах волн 0.285 мкм и 0.38 мкм при накачке только от ЗГ YAG.

Возможности комплекса позволяют исследовать большое число возбужденных состояний, например, в синглетном и триплетном гелии. Это могут быть схемы накачки как одним, так и двумя световыми потоками с перестраиваемыми длинами волн в режиме насыщения. Ширина спектра лазерного излучения по полувысоте – 0.5 Å без интерферометра в ЗГ, с интерферометром Фабри – Перо в ЗГ – 0.04 Å.

Рассмотрим, к примеру, вариант исследования населенности He 2^1S .

Из состояния 2^1S возможна накачка состояния 4^1P на длине волны 396.4 нм. Однако реальных возможностей регистрировать рассеянный свет от атомов He, распадающихся из состояния 4^1P , немного. Схема уровней He приведена на рис. 1.4.

Оценка спектральной плотности мощности лазерного излучения, необходимой для работы в режиме насыщения с учетом распада состояния 4^1P по трем каналам с шириной спектра, примерно равной ширине линии поглощения, пренебрегая тушащими столкновениями, составляет 1.7×10^3 Вт/см²Å. Она найдена из соотношения [30]:

$$P_{\text{нас}} = \frac{8\pi h c^2 \sum_{n<4} A_{4n}}{\lambda^5 A_{42}}, \quad (1.2)$$

где $\sum_{n<4} A_{4n}$ – сумма вероятностей спонтанного распада из возбужденного состояния,

A_{42} – вероятность спонтанного распада из состояния 4^1P в 2^1S , λ – длина волны. Формула A_{nk} – коэффициент Эйнштейна – приведена в [28]:

$$A_{nk} = 0.67 \frac{g_k}{g_n} \frac{f_{nk}}{\lambda^2} \cdot 10^8 \quad (1.3)$$

g_n, g_k – статистические веса верхнего и нижнего уровней, f_{nk} – сила осциллятора, λ – длина волны перехода (в мкм). Для перехода $4^1P - 3^1S$ значение силы осциллятора $f_{4P} = 0,14$ [25]; для перехода $4^1P - 3^1D$ $f_{4D} = 9,1657 \times 10^{-3}$. Последняя сила осциллятора – расчетная из [26].

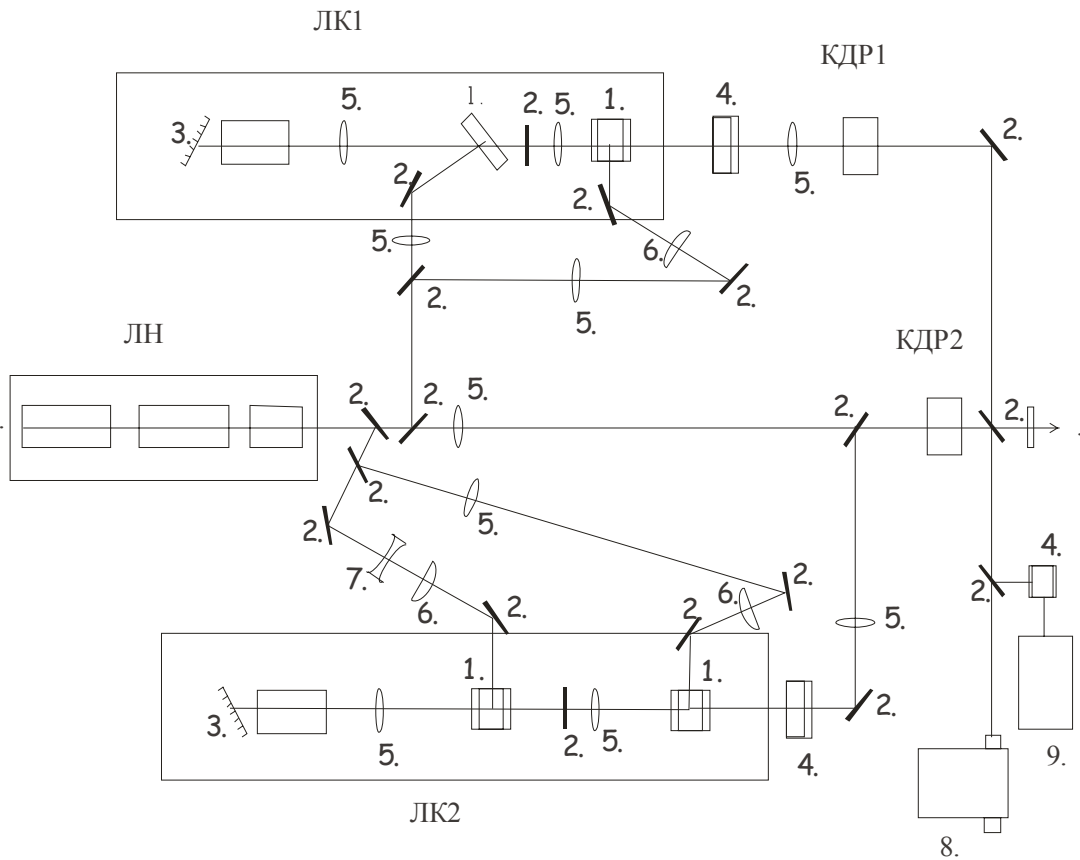


Рис. 1.3. Оптическая схема лазерного комплекса:

- | | |
|---------------------------------------|--|
| 1. прокачиваемая кювета с красителем, | 6. цилиндрическая положительная линза, |
| 2. зеркала, | 7. сферическая отрицательная линза, |
| 3. дифракционная решетка, | 8. измерение длины волны и ширины спектра, |
| 4. фотоэлемент, | 9. осциллограф |
| 5. положительная сферическая линза, | |

Отметим, что значение силы осциллятора из [25] $f_{рад} = 0.14$ для перехода $4^1P - 2^1S$ отличается от [29] почти в 3 раза – $f_{st} = 5,07 \times 10^{-2}$.

$$\text{В режиме насыщения населенность } N_{4P} = \frac{g_{4P}}{g_{2S} + g_{4P}} N_{2S}.$$

Двухимпульсный режим накачки может быть использован для исследования высоковозбужденных состояний синглетного и триплетного гелия в плазме разряда. Картина физических условий, конечно, будет существенно сложнее, и необходимо детально рассмотреть взаимодействие излучения и исследуемой системы. В случае сильного насыщения каждого резонансного квантового перехода и длительности воздействия, меньшей времени релаксационного распада, когда достигается максимальная вероятность заселения конечного состояния f , соотношение между населенностями [16]:

$$\frac{N_i}{g_i} = \frac{N_f}{g_f}. \quad (1.4)$$

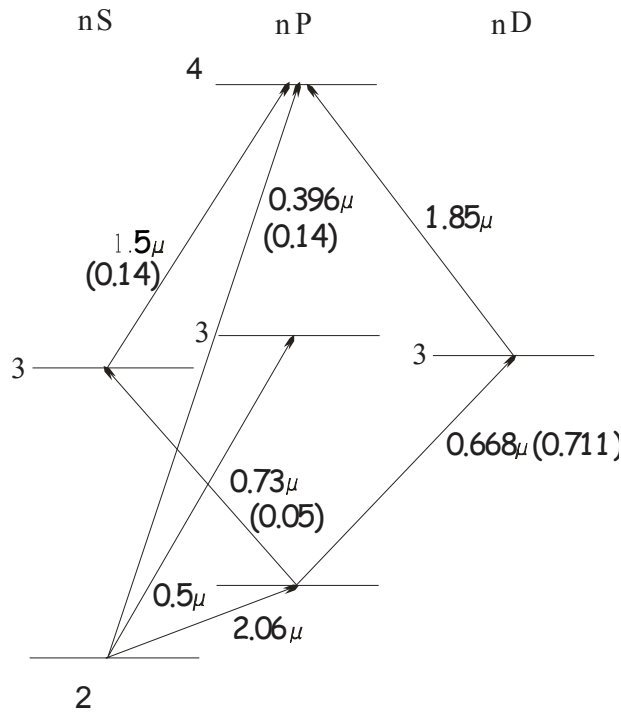


Рис. 1.4. Схема уровней He (фрагмент).
В скобках указаны силы осцилляторов из [25]

Резонансная флуоресценция (на той же длине волны, что и лазерная накачка) также используется в лазерной спектроскопии для определения заселенности состояний [16]. В работе [16] количество атомов Na в пучке определялось по переизлученному свету, собираемому в специально сконструированной камере, с тем, чтобы максимально подавить рассеянный свет. Использовался непрерывный лазер и многократное циклическое переизлучение света исследуемыми атомами за время их прохождения накачиваемого объема. Отношение мощности рассеянного света, попадающего на катод ФЭУ, к входной мощности лазерного излучения составляло величину $\xi = 10^{-14}$.

Плазма является источником света в широком диапазоне длин волн, и кардинальным решением проблемы фона является отстройка по длине волны от ее излучения за счет смещения длины волны в методе лазерной флуоресценции. Следует принять во внимание также мощное излучение на длине волны накачки.

Излучения на длине волны 1.508 мкм (для перехода $4^1P - 3^1S$) и 1.856 мкм (для перехода $4^1P - 3^1D$) соответствуют инфракрасному диапазону и регистрируются обычно с низкой квантовой эффективностью. Однако можно регистрировать испущенный свет из состояния 3^1S на длине волны 0.7281 мкм либо из состояния 3^1D , длина волны 0.6678 мкм. Мощность испущенного света из единицы объема по каналу либо $j = 1$, либо $j = 2$:

$$P = \frac{hcA_{3s,d \rightarrow 2p} N_{4p} \eta_{4j}}{\lambda_{3s,d \rightarrow 2p}}, \text{ Вт/см}^3. \quad (1.5)$$

Здесь $\eta_{4j} = \frac{A_{4j}}{\sum_{m=1}^3 A_{4m}}$, $m=1,2,3$ – каналы распада состояния 4^1P .

Для указанных переходов интенсивности рассеянного света почти равны и составляют $P_{SP} = 3.25 \times 10^{-13} N_{4p}$ и $P_{DP} = 2.61 \times 10^{-13} N_{4p}$ соответственно. Дополнительное небольшое увеличение для P_{DP} будет за счет зависимости квантовой эффективности от длины волны

ФЭУ, которую необходимо конкретно измерить. Однако выигрыш за счет отстройки от мощного излучения накачки может достигнуть более двух порядков величины.

Рассчитанные интенсивности соответствуют числу атомов порядка 10^8 атомов/см³ для квантовой эффективности ФЭУ 1 %, исследуемого объема 1 см³, числа фотоэлектронов 25 за импульс [30] и спектрометра СД-2 (относительное отверстие $d/f = 1/10$).

Последовательно изучая населенности состояний He в плазме, можно определить, например [33], температуру атомов, электронов, количество электронов, функцию распределения электронов по энергии и т. д.

2. Исследования напряженности электрических полей

2.1. Усредненная оценка средней напряженности электрического поля с нарушением локальной нейтральности в нетурбулентной плазме приведена в [31]:

$$E_{\text{ст}} \cong 1.27 \times 10^{-6} N_e^{2/3}, \text{ В/см.} \quad (2.1)$$

Для концентрации электронов 10^9 см⁻³ эта величина составляет ~ 1 В/см.

Известно из ранее проведенных исследований [2, 3], что размер микрочастиц, вводимых в плазму с КДФ, может быть от сотых долей микрона до нескольких десятков микрон, а заряд достигать 10^2 – 10^5 зарядов электрона.

Измерения заряда микрочастицы в термической плазме показали, что он достигает величины 10^3 е с погрешностью до коэффициента 2.

Пространственная структура плазмы с КДФ приведена на рис. 2.1.

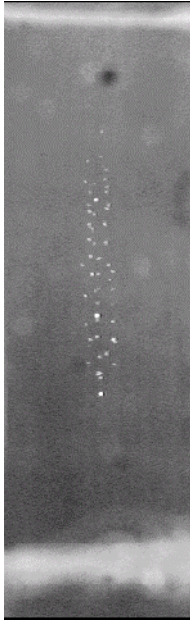


Рис. 2.1. Распределение макрочастиц в пространстве. Расстояние между центрами белых меток – 10мм. Снимок получен в лаборатории КИИС и ФЭ ПетрГУ и предоставлен Щербиной А.И.

Грубая оценка напряженности поля в окрестности металлической макрочастицы в вакууме, имеющей заряд $10^3 \times 1.6 \times 10^{-19}$ К, на расстоянии 100 мкм

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{10^3 \times 9 \times 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19}}{(10^{-4})^2} = 1.5, \text{ В/см.} \quad (2.2)$$

Использование высоковозбужденных состояний гелия позволило реализовать в эксперименте [10] чувствительность измерения напряженности электрических полей на уровне 1 В/см. Был использован метод лазерной ионизационной спектроскопии. Измерялась интенсивность оптогальванического сигнала в зависимости от перестройки частоты узкополосного лазерного излучения в окрестности высоковозбужденных состояний гелия с $n = 26-33$. Также в данной работе исследовалась зависимость относительной заселенности синглетных метастабильных уровней от расстояния от оси разряда, был получен профиль электронной плотности из значений величин оптогальванического сигнала.

Помимо этого метода для определения напряженности электрических полей в разряде в He [21] была использована лазерная накачка с передачей возбуждения в результате столкновений и наблюдение распада уровней с большей вероятностью распада. Переключаемое излучение возбуждало переходы в He $2^1S \rightarrow 11^1P$ (длина волны 321.2 нм), а регистрировался флуоресцентный сигнал, соответствующий переходу $4^3D \rightarrow 2^3P$ (длина волны 447.1 нм). Разность энергий верхнего уровня 11^1P (24.47 эВ) и верхнего 4^3D (23.73 эВ) равна 0.74 эВ.

Ранее селективное лазерное возбуждение, передача его за счет столкновений и наблюдение отстроенного от излучения накачки флуоресцентного сигнала была использована в [22]. Определялась концентрация Na в пламени и в буферном газе (Ar). Возбуждение и насыщение перехода $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ осуществлялось излучением непрерывного переключаемого лазера ($\lambda = 589.6$ нм). Сигнал флуоресценции регистрировался на длине волны $\lambda = 589.0$ нм, то есть передача возбуждения за счет столкновений происходила вверх, на ближайший энергетический уровень Na.

Другие методы определения напряженности электрических полей – смешивание квантовых состояний, появление в спектре запрещенных линий и интенсивность их как мера напряженности поля [31] пока находятся на стадии развития.

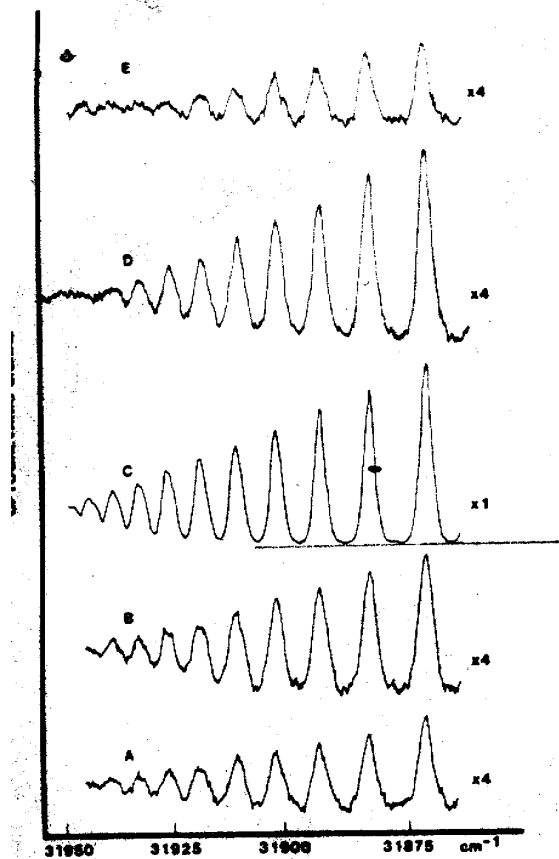


Рис. 2.2. Оптогальванический сигнал из [10]. По оси x – длина волны в см^{-1} . По оси y – относительная величина сигнала в зависимости от положения каустики в плазме

Линейное штарковское уширение при квазистатическом приближении дается формулой [11]

$$|\omega| = \frac{3\hbar}{2emz} (n_i^2 - n_f^2) E, \quad (2.3)$$

где $|\Delta\omega|$ – полуширина спектра по половине интенсивности, n_i и n_f – начальное и конечное значения главного квантового числа и E – величина напряженности электрического поля в атомных единицах.

В работе [10] лазерная накачка осуществлялась с уровня $2s^1S$ на уровни np^1P линейно поляризованным излучением, направленным перпендикулярно аксиальному полю.

Исследовались и другие уровни, в частности, ширина линии перехода $2s^3S - 4p^3P$, заселенность метастабильного синглетного уровня в зависимости от расстояния от оси разрядной трубки. Эксперимент в He (давление 1.25 Торр) проведен при токе разряда 1.2 мА. Диаметр разрядной трубки – 6 мм, длина – 22 см. Полная ширина спектра составляла примерно 0.3 см^{-1} по уровню половины интенсивности, что равно 0.03 \AA для длины волны 300 нм, а точность измерений ширины спектра составляла 0.15 см^{-1} . Такое спектральное разрешение соответствует 1 В/см разрешения в измерении напряженности электрического поля для перехода в синглетном He с $n = 30$.

Размер пространственной области накачки одной длины волны составлял 0.3×2 мм, что не является пределом для используемых средств квантовой электроники. Энергия в каждом световом импульсе была 100–200 мкДж. Практически полученные значения поля лазерного излучения, при которых происходит уширение исследуемых линий из-за фокусировки световой энергии и искажение из-за этого получаемых результатов, для линий $4p^3P$ и $13p^1P$ составили 20 мкДж и 300 мкДж соответственно. Напряженности электрических полей в плазме других газов (в частности, аргона [9]) также измерялись методами

лазерной спектроскопии. В данном случае для определения напряженности электрического поля в плазме из наблюдающихся в эксперименте величин оптоэлектрических сигналов результаты [9] можно использовать как калибровочные. Известные условия плазмы и определенные линии, приведенные в [9], можно использовать в сравнении сдвига максимума линий с $n = 7-14$, хотя точность измерений в этом случае более чем на порядок хуже, чем в [10].

2.2. Для исследования напряженностей электрических полей в низкотемпературной плазме с КДФ создается лазерный комплекс с накачкой от 2-й гармоники YAG, аналогичный по своей структуре приведенному выше, с той разницей, что формируемые и измеряемые спектральные характеристики должны соответствовать поставленной задаче. Для этого потребуется доработать и перестраиваемый лазер, и измеритель ширины спектра и длины волны лазерного излучения (рис. 2.3) [23].

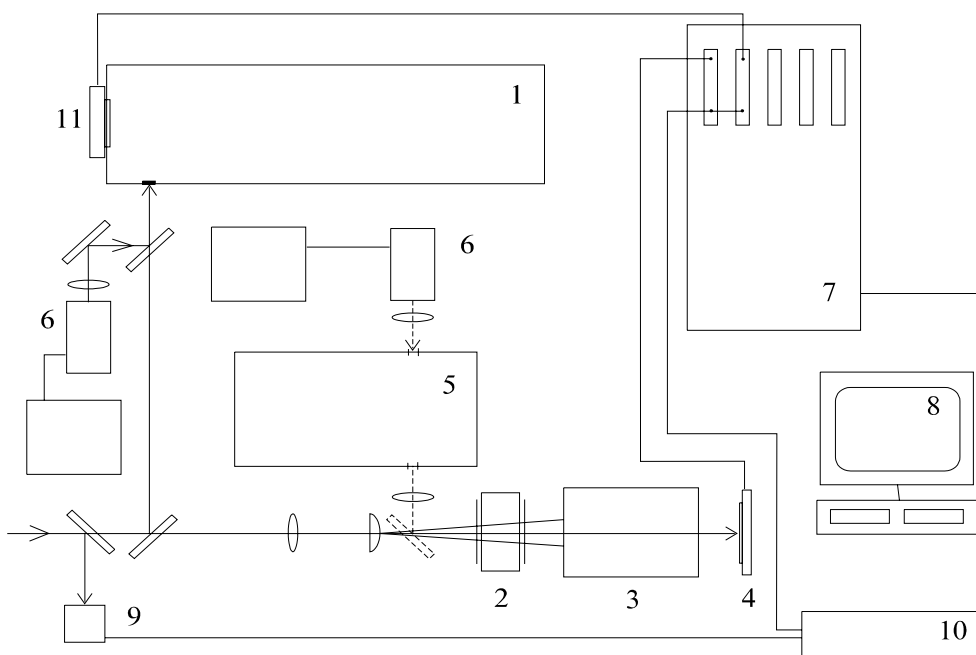


Рис. 2.3. Измеритель длины волны и ширины спектра лазерного излучения:

- | | |
|--|------------------------------|
| 1. спектрометр ДФС-8 с ПЗС-линейкой, | 6. Ne-лампа с полым катодом, |
| 2. интерферометр Фабри – Перо, | 7. крейт КАМАК, |
| 3. коллиматор, | 8. ЭВМ, |
| 4. ПЗС-линейка для измерения дробных частей порядка, | 9. фотодиод ФД-7К, |
| 5. монохроматор МДР-2, | 10. система синхронизации, |
| | 11. измеритель мощности. |

Отметим также, что локальность измерений можно существенно повысить, если использовать двухимпульсную накачку высоковозбужденных состояний, однако требуется конкретно при рассмотрении экспериментальных условий формирования фокальной перетяжки двух лазерных пучков рассмотреть вопрос достаточности оптогальванического сигнала для регистрации контуров высоковозбужденных ридберговских состояний Ne с необходимой точностью.

Литература:

1. Нефедов А. П. Плазменно-пылевые структуры в низкотемпературной плазме // Материалы конференции по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2001. Петрозаводск: Изд. центр «Вера», 2001. С. 81–101.

2. Ваулина О. С., Нефедов А. П., Петров О. Ф., Самарян А. А. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Диагностика пылевой плазмы / Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Кн. 2. С. 625–634.
3. Петров О. Ф. Диагностика низкотемпературной плазмы с микрочастицами // Материалы конференции по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2001. Петрозаводск: Изд. центр «Вера», 2001. С. 81–101.
4. Аналитическая лазерная спектроскопия / Под ред. Н. Оменетто. М.: Мир, 1982. 606 с.
5. Лазерная аналитическая спектроскопия / Под ред. В. С. Летохова. М.: Наука, 1986. 318 с.
6. Демтредер В. Лазерная спектроскопия // М.: Наука. Гл. редакция физико-математической литературы, 1985. 608 с.
7. Дьюли.У. Лазерная технология и анализ материалов // М.: Мир, 1986. 504 с.
8. Green R. B., Keller R. A., Luther G. G., Schenck P. K., Travis J. S. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. P. 726.
9. Gavrilenko V. P. et al. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. № 5. Part B. P. 7201.
10. Ganguly B. N., Garscadden A. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. № 6. P. 540.
11. Грим. Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
12. Волкова Л. М., Девятов А. М., Кралькина Е. А. и др. Применение регуляризирующих алгоритмов для расчета функции распределения электронов по энергиям в плазме газового разряда. // Вестн. МГУ. Сер. физ. 1975. № 4. С. 502.
13. Животов В. К., Русанов В. Д., Фридман А. А. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 216 с.
14. Богданов Е. А., Кудрявцев А. А. Влияние пылевых частиц на функцию распределения электронов // Материалы конференции по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2001. Петрозаводск : Изд. центр «Вера», 2001. С. 192–213.
15. Ильин А. М. Лазерная спектроскопия плазмы // Конференция по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2001. Петрозаводск, 2001. С. 304–317.
16. Балыкин В. И., Беков Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И. Лазерное детектирование единичных атомов // УФН. 1980. Т. 132. Вып. 2. С. 313.
17. П'ин А. М., Khakhaev A. D., Moschevikin A.P. Laser complex based on YAG // Abstract of the 7th Nordic Conference in laser processing of materials. Lappeenranta, 1999. V. 2. P. 536–544.
18. Воробьев В. С., Железняк М. Б. Определение концентрации и температуры электронов по абсолютной интенсивности спектральных линий в неравновесной плазме // Оптика и спектр. 1973. Т. 35. Вып. 4. С. 619–625.
19. Некорректные обратные задачи атомной физики. Новосибирск, СО АН СССР, 1976.
20. Бугрова А. И., Волкова Л. М., Ермоленко В. А. и др. // Теплофизика высоких температур. 1978. Т. 16, № 5. С. 937–942; там же 1981. Т. 19. № 6. С. 1149–1155.
21. Choi Y. W., Bowden M., Muraoka K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. P. 1.
22. Gelbwachs J. A., Klein C. F., Wessel I. E. // IEEE J. Quantum Electron. 1978. V. QE-14. P. 14.
23. Ильин А. М., Мошевикин А. П., Смирнов С. В. Установка для измерения длины волны и ширины линии // ПТЭ. 1996. № 6. С. 1–3.
24. Бибинов Н. К., Виземанн К., Виноградов И. П. и др. Спектроскопическое определение функции распределения электронов в разряде в азоте с гелием. // Конференция по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-1998. Петрозаводск, 1998. С. 66–68.
25. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 127 с.
26. Theodosio C. E. Transition probabilities for the helium singly excited states $1snl^{1,3}L$ with $n = 2-21$ and $l = 0-5$ // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1987. V. 36. № 1. P. 97–127.
27. Зондовые методы диагностики плазмы: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Диагностика пылевой плазмы // Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Кн. 2. С. 463–490.
28. Касабов Г. А., Елисеев. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1976.
29. Stebbings R. F., Dunning F. B., Rundel R. D. Photoionization and autoionization of excited rare gas atoms // Atomic Physics. New York: Plen. Press, 1975. V. 4. P. 713–730.

30. Раздобарин Г. Т., Фоломкин И. П. // Журн. техн. физ. 1979. Т. 49. № 7. С. 1353–1372.
31. Очкин В. Н. Физические проблемы, задачи и методы спектральной и оптической диагностики низкотемпературной плазмы: Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Кн. 2. С. 423.
32. Желтиков А. М., Коротеев Н. И. Нелинейная спектроскопия плазмы: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Оптические и спектральные методы диагностики плазмы / Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Кн. 2. С. 588–602.
33. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгрена. М.: Мир, 1971. 552 с.