

539 184

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ЛАБОРАТОРНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ЯВЛЕНИЯ САМОВЫСТРАИВАНИЯ

С. А. Казанцев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	621
2. Проявление выстраивания спинов свободных частиц в различных астрофизических объектах	623
3. Описание явления самовыстраивания ансамбля возбужденных атомов	625
4. Приложение эффекта самовыстраивания к задачам магнитометрии внешней части атмосферы Солнца	631
5. Самовыстраивание атомов в плазме газового разряда	637
6. Методика экспериментов по исследованию интерференции состояний в низкотемпературной плазме	639
7. Обсуждение результатов лабораторных экспериментов	643
а) Определение сечений деполяризующих соударений и времен жизни (643).	
б) Приложение явления самовыстраивания к задачам диагностики низкотемпературной плазмы (659).	
8. Заключение	661
Цитированная литература	662

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы широко изучаются поляризационные свойства оптического излучения астрофизических и лабораторных источников. Поляризация спонтанного излучения определяется анизотропией процессов возбуждения атомов, молекул или ионов. Одним из механизмов преимущественной линейной поляризации излучения источника является самовыстраивание, т. е. возникновение, за счет анизотропии внутренних процессов, квадрупольной упорядоченности угловых моментов возбужденных частиц.

В широком классе астрофизических объектов: облаках межзвездного и межпланетного газа, оболочках звезд, квазаров, кометах, туманностях значительно чаще реализуются условия внешнего анизотропного возбуждения ансамбля свободных частиц резонансным излучением. Рассматриваемые астрофизические объекты характеризуются очень высокой степенью разреженности вещества. Концентрация частиц настолько мала, что столкновения между частицами практически не происходят. Взаимодействие ансамбля свободных частиц с анизотропными потоками резонансного излучения приводит к выстраиванию спинов, т. е. к анизотропии пространственной ориентации спинов частиц в основном состоянии. Так как время релаксации частиц в основном состоянии очень велико, то такие термодинамически неравновесные астрофизические системы устойчивы и характеризуются рядом важных особенностей. Эти особенности в послед-

нее время детально анализировались наряду с исследованием возможностей использования этого явления для получения новой информации об астрофизических объектах. В лабораторных условиях соударения между частицами весьма эффективны, и столкновительная релаксация препятствует организации спиновой неравновесности в основном состоянии. В ряде случаев столкновительную релаксацию удается подавить и искусственно создать неравновесный ансамбль частиц. Метод создания таких систем был предложен Кастлером и подробно описан в ряде обзоров и монографий.

Основной целью настоящего обзора является рассмотрение самовыстраивания полных моментов частиц в возбужденном состоянии, которое наблюдается в лабораторных и астрофизических источниках оптического излучения, и возможных его приложений в практических задачах астрофизики Солнца.

Исторически частичная линейная поляризация излучения астрофизического источника впервые наблюдалась при исследовании короны Солнца. Зарегистрированная поляризация спектральных линий фактически была обусловлена самовыстраиванием возбужденных частиц при резонансном рассеянии излучения от внутренних частей атмосферы Солнца. В дальнейшем было предложено использовать это явление для целей магнитометрии. Магнитное поле существует в различных астрофизических объектах и играет важную роль в протекающих в них процессах¹: солнечная активность в значительной степени определяется этой важной характеристикой. Ввиду этого разработка методов определения напряженности локального магнитного поля является важной астрофизической задачей, решение которой позволит лучше понять природу локальных и глобальных процессов на Солнце. В 60—70-е годы наблюдалось увеличение числа работ, посвященных проблеме определения магнитных полей во внешних участках атмосферы Солнца на основе явления самовыстраивания, что объясняется определенными преимуществами данного метода по отношению к другим экспериментальным методикам.

Явление самовыстраивания в ансамбле возбужденных частиц проявляется также в лабораторных экспериментах и используется в задачах атомной спектроскопии и физики плазмы. Лабораторные исследования этого явления проводятся в низкотемпературной плазме газового разряда с помощью оптико-магнитной техники эффекта Ханле: наблюдаются поляризационные характеристики излучения в присутствии внешнего магнитного поля. Магнитное поле разрушает когерентность состояний в ансамбле, что приводит к изменению поляризационных характеристик излучения. Закон, по которому поляризация излучения зависит от магнитного поля, определяется характеристиками излучающего состояния: временем релаксации, фактором Ланде, а также условиями наблюдения. Регистрируемые в эксперименте зависимости степени поляризации от напряженности магнитного поля служат главным источником информации об атомных константах и особенностях процессов возбуждения в плазме.

При анализе поляризационных особенностей излучения в астрофизике, как правило, решается обратная задача: по зарегистрированному распределению степени поляризации излучения определяются локальные характеристики объектов. Для измерения этим способом магнитных полей, помимо особенностей возбуждения и выстраивания рассматриваемого состояния, необходимо также знание атомных констант и характеристик процесса столкновительной релаксации в ансамбле частиц, поскольку данный процесс в некоторых случаях имеет место и может приводить к дополнительной деполяризации излучения. Столкновительная деполяризация может быть учтена, если известно сечение разрушения выстраивания. Эта информация может быть получена в результате лабораторного

исследования явления самовыстраивания в низкотемпературной плазме газового разряда.

В настоящем обзоре рассмотрен ряд основополагающих работ, посвященных анализу явления выстраивания спинов свободных частиц в астрофизических условиях в плане возможности определения характеристик объектов. Наиболее подробно рассмотрено явление самовыстраивание полных моментов возбужденных частиц. Дается классическое и квантовомеханическое описание природы этого явления. Приводятся результаты работ, в которых это явление наблюдалось в излучении атмосферы Солнца и использовалось в задачах магнитометрии. Далее рассматриваются особенности явления самовыстраивания в низкотемпературной плазме, экспериментальная методика его наблюдения. Проводится обсуждение физических результатов лабораторных исследований. Помимо описания общих закономерностей и конкретных проявлений эффекта самовыстраивания в газовом разряде, в обзоре приведены времена жизни и сечения деполяризующих соударений ряда возбужденных уровней атомов инертных газов, которые определены методом самовыстраивания. В приводимых таблицах полученные значения сравниваются с результатами других методов измерений. Эти атомные константы могут быть использованы в практических задачах магнитометрии внешних областей солнечной атмосферы.

2. ПРОЯВЛЕНИЕ ВЫСТРАИВАНИЯ СПИНОВ СВОБОДНЫХ ЧАСТИЦ В РАЗЛИЧНЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Начиная с 60-х годов, в атомной физике наблюдается большой интерес к исследованиям, связанным с интерференцией состояний и применением этого явления для изучения свойств атомов и молекул^{3, 4, 20-22}. Были исследованы условия когерентного возбуждения ансамбля частиц и рассмотрены различные физические процессы, которые обеспечивают такое возбуждение. В то же время в ряде работ^{23, 24, 26} было обращено внимание на то, что в большом числе астрофизических объектов возбуждение приводит к выстраиванию спинов частиц. Действительно, анализ физических условий в верхних слоях атмосферы Солнца и звезд, оболочках квазаров, кометах, облаках межзвездного и межпланетного газа, туманностях²³ показал, что анизотропные потоки резонансного излучения и частиц — часто встречающиеся явления. Взаимодействие их с исследуемым ансамблем частиц должно приводить к выстраиванию угловых моментов частиц в основном состоянии, а так как плотности в этих объектах очень малы и столкновительная релаксация пренебрежимо мала, это явление может привести к ряду важных следствий. Подробное рассмотрение особенностей явления выстраивания, проведенное в этот период в ряде рассматриваемых ниже работ, показало возможность использования его для получения новой астрофизической информации: значения вектора напряженности локального магнитного поля, плотности частиц в среде, степени анизотропии световых потоков. Знание последней характеристики дает возможность оценить относительное расположение объектов. Помимо этого, было выяснено, что возможность выстраивания в астрофизических условиях необходимо учитывать при интерпретации результатов, полученных традиционными астрофизическими методиками.

Описание выстраивания угловых моментов частиц удобно проводить в формализме атомной плотности в представлении магнитных квантовых чисел⁹⁻¹¹. Пусть для примера спин основного состояния равен 1, а возбужденного — 0. Матрица плотности основного состояния $\sigma_{\mu\mu'}$ (μ, μ' — значения проекций момента на ось квантования) в общем случае состоит из девяти

ти элементов. Диагональные элементы σ_{11} , σ_{00} , σ_{-1-1} описывают заселенности состояний с проекциями момента, равными 1, 0, -1 ; недиагональные члены матрицы плотности отражают фазовую связь этих состояний.

При взаимодействии ансамбля свободных частиц с пучком неполяризованного резонансного излучения они будут возбуждаться и переходить в основное состояние. Так как пучок неполяризованного излучения можно представить как некогерентную суперпозицию право- и лево-циркулярно поляризованных волн с одинаковыми статистическими весами, то вследствие закона сохранения проекции момента количества движения основное состояние атома в результате этого процесса уже не будет сферически симметричным. Состояния с проекцией спина, равной ± 1 , будут обедняться, а заселенность состояний с проекцией, равной нулю, будет увеличиваться и отклоняться от равновесного значения. Произойдет выстраивание спинов частиц. Такой ансамбль описывается диагональной матрицей плотности, элементы которой $\sigma_{11} = \sigma_{-1-1} \neq \sigma_{00}$. Важной особенностью ансамбля частиц с выстроенными спинами является увеличение его прозрачности для резонансного излучения. Этот эффект имеет большое значение, так как в прикладных исследованиях значительный объем астрофизических данных извлекается из измерений интенсивности прошедшего излучения. Эффект изменения оптической плотности среды был подробно рассмотрен в ²³, где проведены расчеты степени выстраивания при возбуждении системы направленным потоком неполяризованного излучения малой интенсивности и показана зависимость оптических свойств среды от выстраивания. Как следствие выстраивания спинов частиц возможно изменение соотношения интенсивностей линий эмиссии и поглощения, отвечающих переходам, связанным с выстроенным состоянием. Это обстоятельство приводит к тому, что корректное определение концентрации частиц посредством кривой роста требует внесения поправок, значения которых получены в ²³.

Для иллюстрации некоторых новых возможностей, связанных с выстраиванием ансамбля частиц в астрофизических объектах, остановимся на ряде работ. Выстраивание спинов связано с неравновесностью заселения магнитных подуровней. В некоторых случаях выстраивание основного состояния атома может привести к когерентному усилению радиоизлучения, проходящего через среду. Возможности этого процесса на примере HI и OH исследованы в работах ²⁴⁻²⁶. Изучение выстраивания атомов водорода в основном состоянии резонансным излучением является важной задачей астрофизики, так как атомарный водород занимает большие объемы пространства с очень малой плотностью. Межатомные столкновения в этих условиях практически отсутствуют, так что при взаимодействии свободных атомов с анизотропными потоками ультрафиолетового излучения 1216—912 Å в основном $1 S_{1/2}$ -состоянии спины атомов «выстраиваются» и образуется инверсия заселенностями между уровнями сверхтонкой структуры. При этом в принципе возможно когерентное усиление радиоизлучения на длине волны 21 см, которое может иметь место даже при невысокой инверсии вследствие больших размеров усиливающей среды ¹⁴². Интерференционные явления в оболочках квазаров исследованы в работе ²⁷. Выстраивание в оболочках квазаров обусловлено взаимодействием частиц с направленным излучением в процессе резонансного рассеяния или фотоионизации. В этом случае выстраивание приводит к появлению линейной поляризации на крыльях спектральных линий поглощения, а также к изменению оптической толщи системы для разных линий мультиплета, что влечет за собой отклонение относительных интенсивностей в мультиплете от расчетных значений. Таким образом, исследуя поляризационные особенности и соотношение интенсивностей компонент мульти-

плета в спектре оболочки квазара, можно оценить роль анизотропии радиационного возбуждения, а тем самым оценить относительное расстояние между источником излучения и поглощающей средой. Обнаружение этих особенностей позволило бы утверждать, что линии поглощения формируются не в удаленных, а в близких по отношению к квазару областях.

Другим объектом, в котором анализировались проявления выстраивания, являются кометы. В хвостах комет находится много различных свободных атомов и молекул, и реализуются условия, существенно отличные от лабораторных: межатомные столкновения крайне маловероятны, а фотовозбуждение излучением Солнца — один из основных механизмов возбуждения частиц, который приводит к выстраиванию в основном состоянии. В работе ²⁸ проведены расчеты характеристик рассеянного атмосферой кометы излучения D₁- и D₂-линий Na ²³. Было показано, что в результате анизотропного оптического возбуждения от Солнца происходит выстраивание полного углового момента F основного состояния $^2S_{1/2}$, которое обуславливает поляризацию излучения исследуемой области кометы, при этом степень поляризации D₂-линии для наблюдения под углом 90° составляет 16%. Этот процесс приводит также к изменению заселенностей сверхтонких подуровней основного состояния, что выражается в изменении соотношения интенсивностей D₁- и D₂-линий в спектре излучения кометы. Более подробно эта задача рассматривалась в ²⁹ в плане теоретического исследования возможности определения направления слабых магнитных полей порядка 10⁻⁶—10⁻¹ Э. В результате рассмотрения процесса выстраивания спинов атома натрия неполяризованным светом в присутствии магнитного поля было показано, что изменение направления вектора напряженности локального поля приводит, во-первых, к изменению отношения интенсивностей D₁- и D₂-линий на величину порядка 5% и, во-вторых, к дополнительному изменению степени поляризации D₂-линии, которая при некоторых условиях может изменить знак. Зависимость этих величин от направления магнитного поля связана с тем, что при данных условиях ось выстраивания ансамбля симметрична относительно направления магнитного поля \mathbf{H} . Важность этой задачи связана с тем, что ее решение позволит выяснить природу магнитного поля в комете: является ли оно собственным или преимущественно межпланетного происхождения.

3. ОПИСАНИЕ ЯВЛЕНИЯ САМОВЫСТРАИВАНИЯ АНСАМБЛЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

Описание явления самовыстраивания полных моментов ансамбля возбужденных частиц удобно начинать с классической модели атома как линейного осциллятора, образованного тяжелым положительным ядром и внешним электроном, совершающим вынужденные колебания под действием падающей электромагнитной волны. Эта модель со времени работ Ханле ² широко использовалась для наглядного толкования ряда оптических явлений, связанных с взаимодействием резонансного излучения с ансамблем частиц, помещенных во внешнее магнитное поле ³⁻⁸. Ханле исследовал деполяризацию излучения паров ртути, возбуждаемых поляризованным резонансным светом во внешнем магнитном поле, и предложил простую интерпретацию наблюдавшихся им закономерностей в рамках модели затухающего электрического диполя, прецессирующего во внешнем магнитном поле. Излучение линейного гармонического осциллятора в волновой зоне представляется сферическими электромагнитными волнами, а угловая зависимость интенсивности излучения описывается выражением

$$J = J_0 \sin^2 \alpha, \quad (1)$$

где α — угол между направлением наблюдения и осью колебаний осциллятора (рис. 1).

Рассмотрим ансамбль свободных атомов, находящихся в начале координат и облучаемых пучком линейно поляризованного света. Световой пучок направлен параллельно оси OX , а вектор поляризации света e_λ ориентирован параллельно оси OY (рис. 2). При этом будут возбуждаться колебания линейных осцилляторов с осями, параллельными e_λ , и в направлении OZ их излучение будет линейно поляризованным с вектором

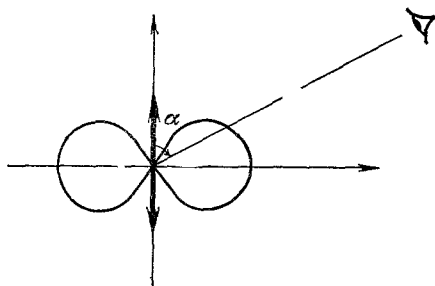


Рис. 1. Пространственная диаграмма излучения электрического диполя.

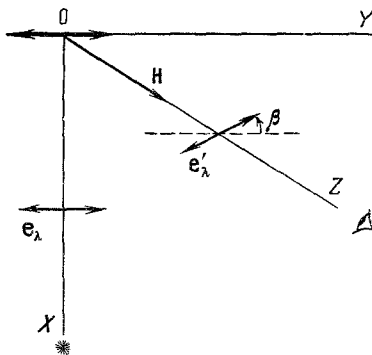


Рис. 2. Система координат для описания эффекта Ханле.

поляризации, параллельным OY . Поместим рассматриваемый ансамбль атомов во внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси наблюдения OZ , и ориентируем ось анализатора в канале наблюдения под углом β к оси OY . Если возбуждение линейного осциллятора произошло в момент $t = t_0$, то интенсивность его излучения во времени изменяется по закону.

$$dJ = J_0 e^{-\Gamma(t-t_0)} \cos^2 [\omega(t-t_0) - \beta]; \quad (2)$$

здесь $\Gamma = 1/\tau$ — константа затухания осциллятора, τ — время жизни возбужденного атома, $\omega = \gamma \cdot H$ — ларморова частота прецессии, γ — гиромагнитное отношение, H — напряженность внешнего магнитного поля.

Интенсивность регистрируемого поляризационного излучения всего ансамбля атомов выражается интегралом

$$J = J_0 \int_{-\infty}^t dt_0 e^{-\Gamma(t-t_0)} \cos^2 [\omega(t-t_0) - \beta]. \quad (3)$$

Проведя интегрирование, получим

$$J = \frac{J_0}{2\Gamma} \left[1 + \frac{\cos 2\beta - x \sin 2\beta}{1+x^2} \right] = \frac{J_0}{2\Gamma} \left[1 + \frac{\cos(2\beta + \arctg x)}{\sqrt{1+x^2}} \right], \quad (4)$$

где $x = 2\omega/\Gamma = 2\gamma H/\Gamma$.

Выражение (4) определяет зависимость интенсивности поляризационного резонансного излучения ансамбля атомов J от величины напряженности внешнего магнитного поля H , т. е. форму контура сигнала эффекта Ханле. Из формулы (4) следует, что регистрируемая интенсивность принимает максимальное значение, когда угол β составляет величину $\beta = - (1/2) \arctg(2\omega/\Gamma)$. Это означает, что при наложении внешнего магнитного поля направление преимущественных колебаний электрического вектора рассеянного резонансного излучения будет поворачиваться в выбранной системе координат и плоскости XOY , и угол поворота зависит

от величины напряженности поля. Определить этот угол можно, изменяя ориентацию оси анализатора в канале наблюдения до достижения максимального значения регистрируемой интенсивности. Как видно из (4), величина максимальной интенсивности будет уменьшаться с ростом напряженности магнитного поля. В сильном поле, $\omega t \gg 1$, частота прецессии осциллятора будет настолько большой, что за время жизни он совершит несколько оборотов в плоскости XOY . При этом регистрируемое излучение деполаризуется.

Будем теперь облучать исследуемые атомы пучком резонансного неполяризованного света в том же направлении OX . Колебание вектора E можно представить в виде двух взаимно ортогональных нескоррелированных колебаний вдоль осей OY и OZ . Эти ортогонально поляризованные волны будут возбуждать два некогерентных осциллятора с осями колебаний, параллельными соответственно OY и OZ . В направлении наблюдения OZ по-прежнему будет регистрироваться линейно поляризованное излучение с вектором поляризации, параллельным оси OY , так как в этом направлении осциллятор с осью колебаний, параллельной OZ , не излучает (рис. 1). Внешнее магнитное поле, приложенное вдоль оси наблюдения OZ , не возмущает колебаний осциллятора с осью, параллельной OZ . Изменение поляризационных характеристик регистрируемого излучения обусловлено прецессией осциллятора с первоначальной осью колебания, направленной по OY в плоскости XOY , так же как и в случае линейно поляризованного пучка облучающего света. Таким образом, при возбуждении неполяризованным светом качественные закономерности поляризации резонансного излучения описываются выражением (4).

Квантовомеханическое описание явления выстраивания ансамбля возбужденных частиц проводится с помощью атомной матрицы плотности⁹⁻¹¹. Пусть для простоты угловой момент возбужденного состояния $J_1 = 1$, а основного $J_0 = 0$. Верхнее состояние в нулевом магнитном поле вырождено до проекции момента m , которая принимает значения $-1, 0, 1$. Если мы будем возбуждать ансамбль атомов линейно поляризованным резонансным излучением с вектором поляризации e_λ , параллельным оси OZ (рис. 2), то в возбужденном состоянии будет заселен только подуровень с проекцией $m = 0$. Матрица плотности возбужденного состояния будет диагональной и состоящей только из одного элемента σ_{00} . Образуется неравновесность заселенностей магнитных подуровней возбужденного состояния, которая будет симметричной относительно уровня с $m = 0$. Излучение ансамбля атомов в данном случае будет линейно поляризованным. Если поляризация возбуждающего света линейная с направлением, параллельным оси OY , то структура матрицы плотности будет сложнее: в возбужденном состоянии будут заселяться подуровни с проекциями -1 и 1 и, помимо этого, появятся недиагональные члены σ_{1-1} и σ_{-11} , отмечающие когерентности состояний с проекциями -1 и 1 ¹². Появление исчезающих недиагональных элементов матрицы плотности связано с тем, что разность фаз состояний атомов с проекциями момента, равными 1 и -1 , при усреднении по всему ансамблю излучающих атомов будет отлична от нуля. В соответствии с общепринятой терминологией исчезающие недиагональные элементы матрицы плотности называются когерентностью. Возбуждение ансамбля частиц, которое приводит к возникновению недиагональных элементов матрицы плотности, называется когерентным. В случае резонансного оптического излучения когерентность возбуждения в выбранной системе координат достигается тем, что атомы возбуждаются излучением, которое может быть представлено суперпозицией по крайней мере двух собственных поляризаций σ^+ , σ^- или λ . При возбуждении естественным светом вдоль направления OX (рис. 2) возбужденное состояние

представляется матрицей плотности, в которой отличны от нуля все диагональные элементы (причем $\sigma_{11} \neq \sigma_{00}$, $\sigma_{-1-1} \neq \sigma_{00}$), а также когерентность σ_{1-1} , σ_{-11} .

Интенсивность регистрируемого излучения с данной поляризацией и в заданном направлении $I_{e'_\lambda}$ в формализме матрицы плотности может быть записана в виде ¹¹:

$$I_{e'_\lambda} = c \sum_{mm'} A_{mm'} \sigma_{mm'}, \quad (5)$$

где c — константа пропорциональности, $A_{mm'}$ — матрица наблюдения, которая выражается через дипольные матричные элементы исследуемого перехода и зависит от направления и поляризации исследуемого излучения e'_λ .

Выражение (5) можно представить как сумму слагаемых, первое из которых содержит только диагональные члены σ_{mm} , а второе — недиагональные $\sigma_{mm'}$ (когерентность). Первое слагаемое определяет излучение ансамбля, которое имеет место при отсутствии фазовой связи, т. е. когерентности состояний. Второе слагаемое отражает интерференционные эффекты в излучении. Оно отлично от нуля, если существуют недиагональные матричные элементы матрицы наблюдения $A_{mm'}$, соответствующие отличным от нуля значениям $\sigma_{mm'}$, т. е. матрица плотности ансамбля содержит когерентность, и способ наблюдения позволяет ее зарегистрировать.

Вид матрицы плотности ансамбля атомов можно найти, исходя из уравнения ее движения, полученного в ¹¹ в предположении слабого оптического возбуждения резонансным излучением с широким спектром, которое достаточно надежно выполняется для рассматриваемого в данном обзоре круга лабораторных и астрофизических задач:

$$\dot{\sigma}_{mm'} = -\Gamma_{mm'} \sigma_{mm'} - i\omega_{mm'} \sigma_{mm'} + F_{mm'}, \quad (6)$$

где $\omega_{mm'}$ — частотное расстояние между зеемановскими подуровнями m и m' , $\Gamma_{mm'}$ — константа релаксации элемента матрицы плотности $\sigma_{mm'}$, $F_{mm'}$ — матрица возбуждения.

Для резонансного оптического возбуждения матрица $F_{mm'}$ выражается через интенсивность и поляризационные характеристики возбуждающего света, а также матричные элементы дипольного перехода в атоме:

$$F_{mm'} = BI_0 \sum_{\mu} \langle \mu | (d_{e_\lambda}) | m \rangle \langle m' | (d_{e_\lambda}) | \mu \rangle \sigma_{\mu\mu}; \quad (7)$$

B — константа пропорциональности, $\sigma_{\mu\mu}$ — матрица плотности нижнего уровня, которая считается диагональной (в рассматриваемом случае $J_0 = 0$ и $\sigma_{\mu\mu} = \text{const}$), I_0 — интенсивность облучающего света.

Удобным формализмом для описания явлений, связанных с интерференцией состояний, является формализм поляризационных моментов $\rho_q^{(\kappa)}$, которые представляют собой коэффициенты разложения атомной матрицы плотности возбужденного состояния $\sigma_{mm'}$ по компонентам неприводимых тензорных операторов группы вращений $T_q^{(\kappa)}$ ^{13, 14}:

$$\sigma_{mm'} = \sum_{\kappa=0}^{2J_1} \sum_{q=-\kappa}^{\kappa} (-1)^q \rho_q^{(\kappa)} T_{-q}^{(\kappa)}, \quad (8)$$

$$(T_q^{(\kappa)})_{mm'} = (-1)^{J_1-m'} \frac{2\kappa+1}{2J_1+1} \begin{pmatrix} J_1 & \kappa & J_1 \\ -m & q & m' \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где $\begin{pmatrix} J_1 & \kappa & J_1 \\ -m & q & m' \end{pmatrix}$ — $3j$ -символ Вигнера.

Условие ортогональности имеет вид

$$\sum_{mm'} (T_q^{(\kappa)})_{mm'} (T_{q_1}^{(\kappa_1)})_{mm'} = \frac{2\kappa+1}{2J_1+1} \delta_{qq_1} \delta_{\kappa\kappa_1}, \quad (10)$$

где δ — символ Кронекера.

Используя соотношение ортогональности (10), из (8) и (9) можно для поляризационных моментов получить выражение

$$\rho_q^{(\kappa)} = (-1)^q \frac{2J_1+1}{2\kappa+1} \sum_{mm'} \sigma_{mm'} (T_{-q}^{(\kappa)})_{mm'}. \quad (11)$$

Поляризационные моменты $\rho_q^{(\kappa)}$ имеют ясный физический смысл. Скалярная величина $\rho_0^{(0)}$ описывает населенность исследуемого атомного состояния. Три компоненты $\rho_1^{(1)}$, $\rho_0^{(1)}$, $\rho_{-1}^{(1)}$ образуют вектор ориентации, который связан с излучением системой циркулярно поляризованного света. Пять компонент $\rho_{\pm 2}^{(2)}$, $\rho_{\pm 1}^{(2)}$, $\rho_0^{(2)}$ являются тензором выстраивания, который отвечает наличию квадрупольной упорядоченности моментов в ансамбле атомов и излучению линейно поляризованного света. Компонента тензора выстраивания $\rho_0^{(2)}$ называется продольным выстраиванием и выражается через заселенности зеемановских подуровней.

Формализм поляризационных моментов оказался удобным для задач, в которых проводятся повороты системы координат. Повороты осуществляются с помощью D -матриц Вигнера ^{15, 16}, при этом поляризационные моменты с разными значениями κ не перемешиваются: ориентация не преобразуется в выстраивание и наоборот. Уравнение для поляризационных моментов возбужденного состояния может быть получено из уравнения (6) с использованием (8) — (11):

$$\dot{\rho}_q^{(\kappa)} = -\Gamma_{\kappa} \rho_q^{(\kappa)} + i q \omega \rho_q^{(\kappa)} + F_q^{(\kappa)}, \quad (12)$$

где Γ_{κ} — константа релаксации поляризационного момента ранга κ . Тензор $F_q^{(\kappa)}$ описывает как процессы внешнего возбуждения исследуемого ансамбля частиц, которые приводят к образованию поляризационных моментов, так и механизмы в источниках излучения, которые обуславливают самовыстраивание. Его конкретный вид в случае возбуждения резонансным оптическим излучением может быть получен из формулы (7) и дается выражением ¹⁴

$$F_q^{(\kappa)} = (-1)^{J_1+J_0} B' I_0 \sqrt{2J_1+1} |(J_1 \parallel d \parallel J_0)|^2 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{matrix} \right\} \Phi_q^{(\kappa)}; \quad (13)$$

здесь B' — коэффициент пропорциональности, $(J_1 \parallel d \parallel J_0)$ — приведенный матричный элемент, $\Phi_q^{(\kappa)}$ — тензор, определяемый характеристиками возбуждающего света.

Для естественного света компоненты тензора, выраженные в полярной системе координат через углы, определяющие направление распространения света \mathbf{n} (ϑ , φ), имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0^{(2)}(\mathbf{n}) &= -(3 \cos^2 \vartheta - 1) \frac{1}{2\sqrt{30}}, \\ \Phi_0^{(0)}(\mathbf{n}) &= -\frac{1}{\sqrt{3}}, \\ \Phi_1^{(2)}(\mathbf{n}) &= -\sin \vartheta \cos \vartheta e^{i\varphi} \frac{1}{2\sqrt{5}}, \\ \Phi_1^{(0)}(\mathbf{n}) &= 0 \\ \Phi_2^{(2)}(\mathbf{n}) &= -\sin^2 \vartheta e^{2i\varphi} \frac{1}{4\sqrt{5}}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

В стационарных условиях $\dot{\rho}_q^{(*)} = 0$, и, как следует из (12), поляризационные моменты просто связаны с тензором возбуждения:

$$\rho_q^{(*)} = F_q^{(*)} (\Gamma_{\kappa} - iq\omega)^{-1}. \quad (15)$$

Интенсивность излученного ансамблем атомов света с данной поляризацией e'_λ и в определенном направлении может быть найдена, если известны поляризационные моменты $\rho_q^{(*)}$. Для этого в формуле (5) для регистрируемой интенсивности $I_{e'_\lambda}$ нужно выразить элементы матрицы плотности $\sigma_{mm'}$ через величины $\rho_q^{(*)}$ в соответствии с (7) — (12). В результате получим

$$I_{e'_\lambda} = (-1)^{J_1 + J_0} c' \sum_{\kappa} (2\kappa + 1) \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{matrix} \right\} \sum_q (-1)^q \rho_q^{(*)} \Phi_q^{(*)}(e'_\lambda); \quad (16)$$

здесь $\Phi_q^{(*)}(e'_\lambda)$ — тензор, определяющий условия наблюдения, c' — константа пропорциональности.

Компоненты тензора наблюдения определяются характеристиками исследуемого излучения. Для наблюдения в неполяризованном свете компоненты тензора описываются формулами (14), в которых ϑ и φ — углы, характеризующие направление наблюдения.

В большом числе лабораторных и астрофизических объектов выстраивание образуется за счет внутренних процессов возбуждения в ансамбле, например при перепоглощении резонансного излучения. В этом случае говорят о самовыстраивании ансамбля частиц. В протяженных источниках, если длина свободного пробега фотона с частотой, соответствующей центру спектральной линии, сравнима с характерными размерами источника, реализуется, как правило, анизотропное оптическое возбуждение, при котором световые потоки, падающие на рассматриваемый ансамбль атомов в разных направлениях, различны. Тензор выстраивания, характеризующий такой ансамбль, поворотами системы координат может быть приведен к главным осям, которые определяются симметрией углового распределения интенсивности излучения в источнике. Процесс резонансного фотовозбуждения имеет универсальную природу и может иметь место как в астрофизических условиях, так и в широком классе лабораторных плазменных источников излучения. Для анализа этого явления в газоразрядной плазме низкого давления и солнечных протуберанцах^{3,17,18} был предложен метод расчета поляризационных моментов $\rho_q^{(*)}$, определяющих характеристики рассеянного излучения и их изменение в магнитном поле. Поляризационные характеристики поля излучения в данной точке, создаваемого всеми излучающими частицами источника, описываются поляризационным тензором $u_q^{(*)}$:

$$u_q^{(*)} = \sum_{q_i, q_k} (-1)^{q_k} I_{q_i q_k} \begin{pmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ q_i & -q_k & q \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $I_{q_i q_k} = \overline{\varepsilon_i(t) \cdot \varepsilon_k^*(t)}$ — трехмерная поляризационная матрица. Она является обобщением поляризационной матрицы размерности 2×2 , характеризующей световую волну, распространяющуюся в определенном направлении¹⁹. $\varepsilon_i(t)$, $\varepsilon_k(t)$ — круговые компоненты вектора напряженности электрического поля в данной точке пространства, которые являются коэффициентами разложения по круговым компонентам e_0 , e_1 , e_{-1} :

$$E(t) = \varepsilon_0(t) e_0 + \varepsilon_1(t) e_1 + \varepsilon_{-1}(t) e_{-1}. \quad (18)$$

Компоненты тензора $u_q^{(*)}$ имеют простой физический смысл: $u_0^{(*)}$ — средняя интенсивность поля излучения, $u_{0,\pm 1}^{(*)}$ характеризует круговую поляризацию, $u_{0,\pm 1,\pm 2}^{(*)}$ определяет линейную поляризацию. Рассматриваемое представление удобно для описания ансамбля частиц, возбуждаемых

резонансным полем излучения, так как поляризационные моменты в этом случае могут быть получены с помощью формул (13), (15). Если возбуждающее световое поле описывается только величинами $u_0^{(0)}$ и $u_{0,\pm 2}^{(2)}$, соответствующими неполяризованному или линейно поляризованному свету, то в возбужденном состоянии образуется только населенность $\rho_0^{(0)}$ и тензор выстраивания $\rho_{0,\pm 2}^{(2)}$. Зависимость поляризационных характеристик излучения такого ансамбля от внешнего магнитного поля определяется выражением (16).

Обнаружить самовыстраивание ансамбля возбужденных частиц можно при исследовании поляризационных характеристик излучения: преимущественная линейная поляризация говорит о существовании этого явления. Помимо этого, информация о состоянии ансамбля может быть получена при исследовании особенностей излучения в присутствии внешнего магнитного поля.

4. ПРИЛОЖЕНИЕ ЭФФЕКТА САМОВЫСТРАИВАНИЯ К ЗАДАЧАМ МАГНИТОМЕТРИИ ВНЕШНЕЙ ЧАСТИ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

Поляризация излучения внешних участков атмосферы Солнца уже давно является предметом постоянного исследования^{30,31}. В ряде ранних работ во время солнечных затмений наблюдалась и исследовалась поляризация излучения короны, более глубоких участников атмосферы Солнца и внешних образований — протуберанцев. Анализ наблюдений сплошного и линейчатого спектров в короне привел к объяснению особенностей ее излучения в рамках модели томсоновского рассеяния света от фотосферы на свободных электронах и резонансного рассеяния на свободных атомах и ионах. Первое указание на поляризацию спектральных линий излучения внешних участков атмосферы Солнца вследствие поглощения анизотропного резонансного излучения от внутренних частей атмосферы содержится в³². В работе предсказывалась поляризация излучения спектральных линий водорода и ионизованного кальция в излучении высоких протуберанцев. Качественную картину состояния поляризации излучения протуберанца можно получить в рамках классического рассмотрения процесса выстраивания (гл. 2). Если ансамбль атомов в протуберанце возбуждается излучением от фотосферы, то из-за симметрии задачи направление анизотропии облучающего света будет определяться осью OZ (рис. 3). Это приводит к тому, что при наблюдении в направлении OY будет регистрироваться излучение, частично поляризованное в направлении OX . Степень поляризации будет увеличиваться с высотой h исследуемого участка протуберанца, что отвечает увеличению анизотропии оптического возбуждения удаленных от солнечного лимба участков. Поляризация излучения в направлении OY на классическом языке будет описываться излучением линейного осциллятора, ось колебаний которого параллельна OX , т. е. тангенциальна к солнечному лимбу.

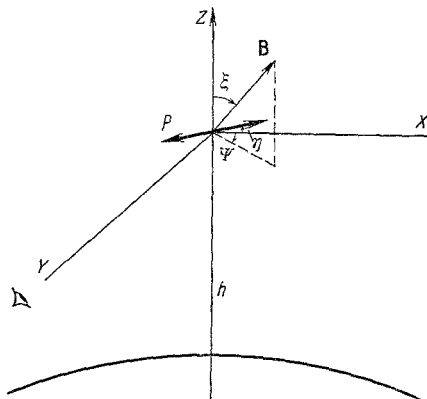


Рис. 3. Система координат для описания явления самовыстраивания в атмосфере Солнца.

В дальнейшем было проведено много экспериментальных наблюдений и исследований линейной поляризации излучения протуберанцев. В работах ^{33,34} во время солнечного затмения были исследованы 14 протуберанцев и зарегистрирована поляризация излучения сплошного спектра и спектральных линий H_{α} водорода и D_3 гелия. Наблюдалось систематическое отклонение направлений поляризации исследованных спектральных линий от касательного по отношению к солнечному лимбу. Величины углов находились в пределах $11-30^\circ$ для H_{α} и $22-44^\circ$ для D_3 . Эти эксперименты повлекли за собой ряд теоретических работ ^{35,36}, в которых с помощью классической модели атомного осциллятора исследовалась поляризация излучения ансамбля атомов в солнечном протуберанце. В ³⁵ в рамках более реалистической схемы анизотропного фотовозбуждения, включающей в себя эффект затемнения на солнечном лимбе, оценивалась степень поляризации излучения протуберанца с малой оптической плотностью в разных его точках для линий H_{α} водорода и D_3 гелия. Было показано, что рассеянное излучение должно быть поляризовано тангенциально солнечному лимбу. Объяснение наблюдавшегося в ^{33,34} отклонения направления преимущественных колебаний электрического вектора в рассеянной световой волне было дано в ³⁶ на основе эффекта Ханле как влияние на поляризационные характеристики локального магнитного поля в точке наблюдения. Локальное магнитное поле \mathbf{B} ($\xi\psi$) (рис. 3) приводит к прецессии осциллятора. Следствием этого является поворот плоскости поляризации излучения и уменьшение степени поляризации. Величина эффекта зависит не только от абсолютного значения вектора \mathbf{B} , но и от его ориентации в пространстве, определяемой углами ξ и ψ . Если магнитное поле направлено вдоль оси OZ , то оно не вызывает изменения поляризации рассеянного света, так как его направление совпадает с осью симметрии оптического возбуждения ансамбля атомов. Магнитное поле вдоль оси OX приведет только к уменьшению степени поляризации, а направление преимущественных колебаний вектора \mathbf{E} в рассеянной световой волне останется без изменения. Продольное магнитное поле вдоль оси OY будет как уменьшать степень поляризации, так и поворачивать направление поляризации ¹⁷.

В 60—70-е годы было проведено большое количество экспериментальных наблюдений поляризации излучения спектральных линий протуберанцев, при этом модель анизотропного резонансного оптического возбуждения использовалась для интерпретации наблюдений с целью оценки величины напряженности локального магнитного поля. В работе ³⁷ исследована линейная поляризация излучения петлевидного протуберанца в ярких верхних областях петли. Было обнаружено, что степень поляризации излучения линии H_{α} водорода составляет величину 0,8%, а углы отклонения от тангенциального направления — $20-25^\circ$. По оценкам для g_J -фактора, равного 1,3, и в предположении малой оптической толщины протуберанца эти экспериментальные результаты приводили к величинам магнитных полей порядка 45—60 Гс. Изучению особенностей поляризации излучения D_3 гелия посвящена работа ³⁸. В этой работе расчет также проводился в модели оптической тонкой бесстолкновительной среды протуберанца. Дополнительно учитывалось анизотропное фотовозбуждение нижнего уровня исследуемого атомного перехода 3P излучением фотосферы в спектральной линии 10830 \AA , соответствующей переходу атома гелия $^3S - ^3P$, а также эффект многократного рассеяния фотонов в среде протуберанца. Было показано, что выстраивание нижнего уровня исследуемого перехода является несущественным фактором, в то время как многократное рассеяние может оказать существенное влияние на поляризацию. Восстановлению конфигурации магнитного поля и оценке вели-

чины его напряженности по данным поляриметрических исследований посвящена работа ³⁹. В ней на основе анализа результатов предыдущих работ ^{33,34} и результатов автора ³⁷ была предложена возможная конфигурация магнитного поля в области протуберанцев Солнца. Наблюдавшиеся циклические изменения направлений поляризации излучения протуберанцев автор работы ³⁹ связал с периодическим обращением направления локального магнитного поля.

Поляризационные характеристики линии 4227 \AA CaI в излучении спокойного протуберанца исследовались в ⁴⁰. На высоте $15\text{--}20$ дуговых секунд степень поляризации достигала 4% , что составляло величину, меньшую расчетной в модели анизотропного фотовозбуждения. Это отклонение в ⁴⁰ объяснялось двумя причинами: дополнительным возбуждением исследуемого состояния изотропными соударениями с электронами и влиянием локального магнитного поля, которое по оценкам эффекта Ханле составило величину 25 Гс .

Наиболее подробно возможности эффекта Ханле в излучении спокойных протуберанцев для целей магнитометрии исследованы в серии работ ^{17,18,41-44} на основании большого цикла наблюдений, включающего в себя более 1000 измерений поляризации излучения 90 протуберанцев разной природы за период с декабря 1973 г. по май 1976 г. Основные результаты наблюдений, проведенных на D_3 -линии гелия (5876 \AA), описаны в ⁴¹. Эта линия характеризуется достаточно высокой интенсивностью свечения, и результаты работы ⁴⁵ указывают, что основным механизмом возбуждения D_3 -линии в протуберанцах является поглощение резонансного излучения от фотосферы. Даже для ярких протуберанцев в данном случае выполняется приближение оптически тонкого слоя, что значительно упрощает интерпретацию результатов поляриметрических измерений. На рис. 4 приведены гистограммы наблюдений степени поляризации и угла поворота направления преимущественных колебаний вектора E в рассеянном излучении по отношению к тангенциальному направлению ⁴¹. Наиболее типичное значение полученной степени поляризации находится на уровне $1\text{--}3,5\%$, а угол поворота составлял величины $\pm 15^\circ$, причем эти величины обнаруживали слабое изменение по поверхности протуберанца. Подробно исследованы зависимости степени поляризации, величины максимальной поляризации, угла отклонения и интенсивности спектральной линии от высоты исследуемой области спокойного протуберанца по отношению к солнечному лимбу. Анализ наблюдавшихся закономерностей подтверждает вывод о влиянии магнитного поля на поляризацию за счет эффекта Ханле, что дает основание использовать полученные результаты для определения напряженности поля. В рассматриваемом цикле работ определение величины напряженности локального магнитного поля B и его ориентации в пространстве, задаваемой углами ξ и ψ (см. рис. 3), проводилось при сравнении наблюдаемых величин степени поляризации P ,

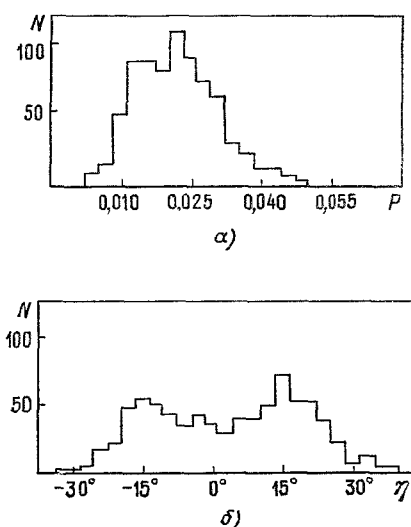


Рис. 4. Гистограммы степени линейной поляризации D_3 -линии гелия (а) и угла преимущественных колебаний электрического вектора (б) в излучении спокойного протуберанца по данным ⁴¹.

направления поляризации, определяемого углом η (см. рис. 4), интенсивности спектральной линии I_0 с результатами квантовомеханического расчета эффекта Ханле на исследуемой линии в протуберанце. Расчет проводился в модели свободных атомов, возбуждаемых резонансным излучением от фотосферы в присутствии локального магнитного поля. Вероятность столкновительного возбуждения и деполяризация исследуемой линии считалась пренебрежимо малой, поскольку столкновительные процессы играют роль для более глубоких областей атмосферы Солнца. В каждой точке протуберанца рассчитывался поляризационный тензор

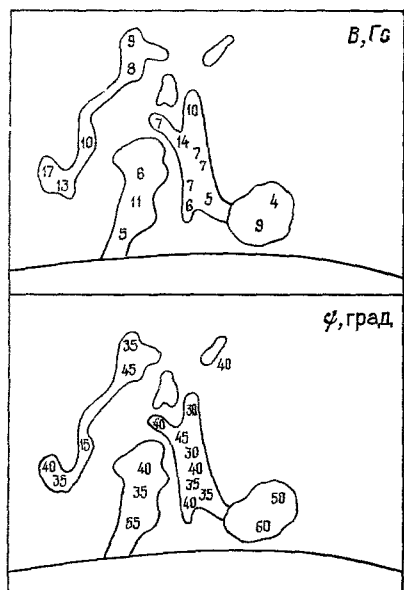


Рис. 5. Карта магнитного поля спокойного протуберанца, полученная в 17 мая основе анализа эффекта Ханле.

ных протуберанцах, полученные при поляризметрических исследованиях D_3 -линии гелия. Для примера на рис. 5 приведена карта магнитного поля протуберанца, наблюдавшегося 19 декабря 1974 г. Увеличение надежности измерения произвольно ориентированного вектора напряженности магнитного поля может быть достигнуто посредством одновременного наблюдения поляризационных характеристик излучения двух спектральных линий гелия 5876 и 10 830 Å^{46,101}. В рассматриваемых работах считалось, что вследствие высокой оптической прозрачности среды многократное рассеяние фотонов является маловероятным. В то же время увеличение плотности среды приводит, как правило, к поглощению излучения, а даже несколько перепоглощений фотона могут привести к заметной дополнительной деполяризации излучения. Этот вопрос был теоретически исследован в работе⁴⁷ с помощью метода Монте-Карло для упрощенной модели спокойного протуберанца.

Измерение поляризации излучения атмосферы Солнца уже давно используется для целей магнитометрии^{48-51,44,5}. Работа большинства солнечных магнитометров основана на явлении Зеемана, т. е. на эффекте расщепления линии излучения в магнитном поле на ортогонально поляризованные компоненты. Зеемановское расщепление линии зависит от

возбуждающего светового поля и затем методом численного расчета определялись поляризационные характеристики рассеянного в направлении наблюдения излучения: зависимости интенсивности излучения I_0 , степени поляризации P D_3 -линии гелия и угла поворота направления преимущественной поляризации η как функций высоты точки наблюдения, плотности атомов гелия, концентрации и температуры электронов, а также вектора напряженности магнитного поля \mathbf{B} (ξ , ψ). В результате были получены поляризационные диаграммы — семейства кривых, соответствующих зависимостям величин P/P_{\max} и η от напряженности локального магнитного поля \mathbf{B} (ξ , ψ). Расчет проводился как для полей, меньших 15 Гс¹⁸, так и для больших полей⁴². При больших магнитных полях вследствие пересечений и антипересечений подуровней зеемановской структуры поляризационные диаграммы становятся неоднозначными.

Результатом явились карты напряженности магнитного поля в спокой-

характера атомного перехода и в случае достаточно слабого поля пропорционально его напряженности. Если расщепление меньше ширины исследуемой спектральной линии, то для определения напряженности магнитного поля по эффекту Зеемана измеряется степень поляризации в разных частях контура линии. Такие измерения зачастую требуют высокого спектрального разрешения схемы регистрации. С помощью зеемановской магнитометрии⁵², как правило, надежно определяется только продольная по лучу зрения компонента напряженности магнитного поля⁵³. Попытки оценки поперечной компоненты не привели к надежным результатам⁴⁹.

Методика измерений, основанная на эффекте Ханле, не требует высокого спектрального разрешения, так как в этом методе регистрируется интегральный контур спектральной линии. Тем самым появляется возможность увеличения пространственного разрешения метода и исследования более слабых спектральных линий⁴⁴. Помимо большей экспериментальной простоты, рассматриваемый метод имеет еще одно существенное преимущество: при наблюдении двух спектральных линий удастся достаточно надежно определять вектор напряженности локального магнитного поля. Следует, однако, отметить, что разработанный к настоящему времени вариант метода на основе эффекта Ханле применим только в тех случаях, когда в исследуемом ансамбле атомов реализуются условия самовыстраивания резонансным оптическим излучением. При этом из геометрических соображений можно описать анизотропию оптического облучения и затем, используя дополнительную информацию о процессах формирования спектральной линии, характеристиках среды исследуемого объекта и атомных константах, вычислить поляризационные моменты верхнего уровня перехода, которые определяют поляризационные характеристики излучения рассматриваемого ансамбля частиц в присутствии магнитного поля. В результате сравнения экспериментальных измерений с расчетными значениями, определяются искомые значения напряженности локального магнитного поля.

Важная особенность магнитометра, основанного на эффекте Ханле, состоит в зависимости его чувствительности от величины напряженности измеряемого магнитного поля. Наибольшая чувствительность реализуется при условии $1 \lesssim \omega\tau^{(2)} \lesssim 10$, т. е. когда ларморова частота прецессии атомного осциллятора в магнитном поле ω близка к константе его релаксации $1/\tau^{(2)}$. В этом случае (гл. 2) в излучении может быть замечен обусловленный магнитным полем поворот плоскости поляризации и уменьшение ее степени. При $\omega\tau^{(2)} \gg 1$ степень поляризации падает до минимального значения, не зависящего от магнитного поля. Если $\omega\tau^{(2)} \ll 1$, магнитное поле не приводит к заметному изменению направления и степени поляризации излучения (см. (4)). Исходя из этого, для измерения магнитных полей порядка гауссов времени жизни возбужденных атомов должны составлять величины порядка 10^{-7} с. В^{5,44} проведен выбор спектральных линий, на которых рационально проводить исследование по методу Ханле, с учетом характерных значений напряженности магнитного поля для различных участков атмосферы Солнца. Для короны эти поля находятся, как правило, на уровне 10^{-4} — 10^{-5} Гс, поэтому реализация метода возможна, если константа релаксации верхнего уровня исследуемого перехода заключена в пределах $10 \lesssim 1/\tau^{(2)} \lesssim 5000$ с⁻¹. В солнечной короне наблюдаются запрещенные линии, отвечающие магнито-дипольным переходам в многозарядных ионах железа и кальция. Подробный анализ условий возбуждения линии 5303 \AA Fe XIV и $10\,747 \text{ \AA}$ Fe XIII, проведенный в^{54,5}, показал, что анизотропия их возбуждения и, следовательно, характер поляризации рассеянного света в значительной степени определяются

фотовозбуждением фотосферы. В ⁵⁴ для нескольких моделей короны и ряда простых конфигураций магнитного поля проведены подробные вычисления поляризации излучения зеленой линии 5303 \AA Fe XIV с учетом радиационного и столкновительного процессов возбуждения и локального магнитного поля. Были получены выражения для верхнего предела степени поляризации как функции расстояния от края диска и показано, что в благоприятных случаях измерение поляризации может дать, во-первых, информацию о направлении проекции локального магнитного поля на плоскость, перпендикулярную линии наблюдения, а во-вторых, концентрацию электронов в плазме, причем надежность таких измерений увеличивается при одновременном использовании нескольких спектральных линий ⁵⁵. Возможности магнитометрии солнечной короны на основании поляриметрических наблюдений были рассмотрены в ряде работ ⁵⁵⁻⁶⁰, в которых исследовалась поляризация излучения ансамбля частиц при анизотропном возбуждении резонансным излучением от фотосферы Солнца. В рамках модели неоднородной по температуре и плотности короны и произвольного пространственного распределения напряженности магнитного поля с учетом интегрирования вдоль линии наблюдения, проведены расчеты степени линейной поляризации и угла поворота плоскости поляризации. Полученные результаты справедливы как для электрических, так и для магнитно-дипольных переходов.

Анализ поляризационных исследований линий короны Солнца на основании собственных измерений автора и данных других работ был проведен в ⁶¹. Измерения проводились на ряде спектральных линий многозарядных ионов Fe X — Fe XV и Ca XV. В предположении оптического механизма выстраивания рассчитывалась зависимость степени поляризации излучения исследуемого ансамбля частиц от расстояния до поверхности Солнца. Полученные теоретические величины сравнивались с измеренными для линий с известными g -факторами и временами жизни верхних уровней перехода. В результате было определено, что диапазон магнитных полей в короне Солнца составляет $5 \cdot 10^{-8} \leq B \leq 5 \cdot 10^{-6}$ Гс. В ⁶² при подробном исследовании зеленой 5303 \AA Fe XIV и красной 6374 \AA Fe XV линий короны было зарегистрировано, что степень поляризации зеленой линии изменяется в пределах $2-25\%$ для $1,0 \leq R/R_{\odot} \leq 1,5$, а для красной линии находится на уровне $2 \pm 3,5\%$, что согласуется с расчетом ^{54, 61}. Теоретическое рассмотрение поляризации корональных линий Fe XV и Fe XIII проведено в ряде работ ⁶³⁻⁶⁵, в которых, наряду с выстраиванием при фотовозбуждении ионов, рассмотрена роль деполяризующих столкновений с протонами. В ⁶⁴ анализировались поляризационные характеристики зеленой линии Fe XIV при условии $\omega\tau^{(2)} \gg 1$, т. е. при отсутствии зеемановской когерентности в системе. Ансамбль частиц при этом характеризуется только населенностью и продольным выстраиванием, а его излучение — интенсивностью и степенью линейной поляризации, которые зависят от ориентации вектора напряженности магнитного поля, температуры, концентрации электронов и ионов, степени ионизации и других параметров. Теоретическое исследование поляризации излучения ультрафиолетовых линий 1394 \AA Si IV и 977 \AA Ca III, наблюдаемых в переходной области хромосфера — корона, проведено в работах ^{66, 67} в рамках модели когерентного оптического возбуждения при отсутствии магнитного поля. Влияние слабого магнитного поля и столкновений в оптически плотной среде на поляризацию излучения этих линий рассмотрено в работе ⁶⁸.

Результаты рассмотренных работ свидетельствуют, что самовыстраивание в ансамбле свободных атомов или ионов во внешних частях атмосфе-

ры Солнца является основой метода измерения напряженности локального магнитного поля. Количественный анализ значений напряженности магнитного поля в этих областях проведен в ^{5,44}.

5. САМОВЫСТРАИВАНИЕ АТОМОВ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Явление самовыстраивания возбужденных частиц в лабораторных условиях было обнаружено значительно позднее, чем в астрофизике. Объектом, в котором это явление было зарегистрировано и подробно исследовалось, явилась низкотемпературная плазма газового разряда. Первыми работами в этом направлении являются работы ⁶⁹⁻⁷¹. В ⁶⁹ интерференционные объекты наблюдались в излучении плазмы высокочастотного разряда Е-типа при малых давлениях. Эти эффекты были приписаны анизотропии функции распределения электронов по скоростям. Описанное в ^{70,71} самовыстраивание в плазме положительного столба возникало за счет самопоглощения излучения в источнике, т. е. в результате того же механизма, что и в атмосфере Солнца.

Выстраивание возбужденных атомов в процессе самопоглощения излучения в источнике экспериментально и теоретически исследовалось в большом числе работ. Особенность лабораторных экспериментов в данном случае обусловлена возможностью реализации условий оптически плотной и прозрачной среды. Для среды с малой оптической плотностью можно рассматривать взаимодействие атомов с анизотропными потоками излучения в источнике. Ансамбль возбужденных атомов, образующийся при поглощении резонансного излучения, будет описываться поляризациянными моментами, состоящими из населенности $\rho_{00}^{(0)}$ и тензора выстраивания $\rho_q^{(2)}$, причем главные оси тензора выстраивания будут параллельны осям симметрии сосуда. Излучение такого ансамбля можно представить в виде излучения трех ортогональных нескоррелированных по фазе диполей разной интенсивности ³. Симметрия распределения таких диполей в источнике будет определяться и его формой. В цилиндрической разрядной трубке их распределение цилиндрическое, а в сферическом объеме — радиальное. Выстраивание, свойства которого определяются пространственным распределением излучающих и поглощающих частиц, удобно называть макроскопическим. В астрофизических условиях, как правило, рассматривается достаточно оптически прозрачная среда, и можно ожидать, что в процессе поглощения излучения будет образовываться преимущественно макроскопическое выстраивание.

При больших оптических плотностях среды возможно образование другого типа выстраивания, которое было названо скрытым ⁷². Идея скрытого выстраивания связана с рассмотрением взаимодействия подансамбля атомов, имеющих заданный вектор скорости \mathbf{v} , с пространственно изотропным излучением, характеризующимся конечной спектральной шириной (рис. 6). Выстраивание этого подансамбля определяется тем, что при конечной спектральной ширине облучающей линии вероятность оптического возбуждения различна вдоль разных направлений по отношению к вектору скорости \mathbf{v} . Для линии, уширенной за счет эффекта Доплера, интенсивность возбуждающего света в направлении, перпендикулярном вектору скорости \mathbf{v} , определяется интенсивностью, соответствующей центральной частоте доплеровского контура. Возбуждение в направлении, задаваемом вектором \mathbf{n} , соответствует гармонике доплеровского контура на частоте

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\mathbf{v}\mathbf{n}}{c} \right), \quad (19)$$

где ν_0 — центральная частота контура.

Анизотропное возбуждение рассматриваемого подансамбля атомов приводит к возникновению выстраивания. При этом ось выстраивания связана с направлением скорости v . Однако ввиду хаотического распределения скоростей движения атомов макроскопического выстраивания в ансамбле не образуется. Это и определяет название — открытое выстраивание. Анализ свойств излучения ансамбля атомов в состоянии

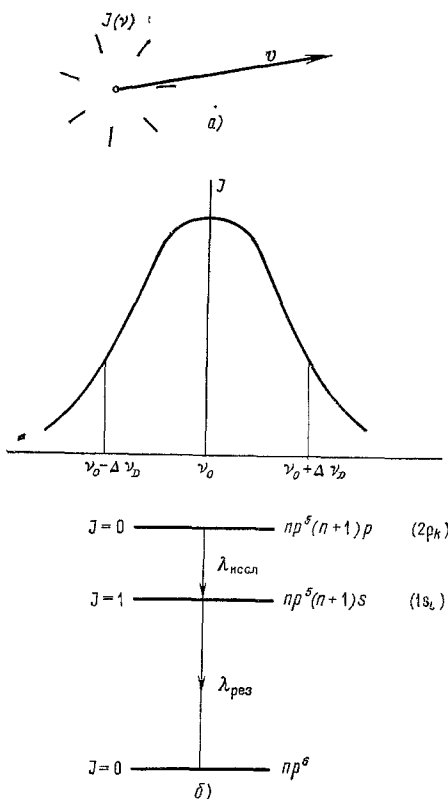


Рис. 6. Иллюстрация механизма скрытого выстраивания (а) и схема переходов в атомах инертных газов для наблюдения самовыстраивания в плазме (б).

возбужденных атомов по скоростям и перераспределения по зеемановским подуровням возбужденного состояния. Рассмотрение проводилось на основе анализа уравнения для атомной матрицы плотности $\sigma_{mm'}$. В общем виде это уравнение с учетом релаксации и пленения излучения может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma_{mm'}}{dt} = -\Gamma \cdot \sigma_{mm'} + \Gamma (\hat{L}\hat{\sigma})_{mm'}, \quad (21)$$

где Γ — обратное время жизни состояния, \hat{L} — оператор пленения излучения.

В приближении сильного пленения, когда длина свободного пробега фотона в центре линии значительно меньше характерного размера сосуда, было показано, что в ансамбле возбужденных атомов возникает выстраивание с максвелловским распределением по скорости, которое проявляется в интегральном по спектру излучении. Этот тип выстраивания соответствует введенному выше макроскопическому выстраиванию. Помимо

скрытого выстраивания был проведен в ⁷³. В предположении, что скорость атома не меняется при поглощении фотона, было показано, что скрытое выстраивание приводит к изменению контура линии эмиссии, которое в свою очередь приводит к зависимости заселенности состояния $\rho_0^{(0)}$ от его выстраивания. Этот эффект обуславливает зависимость населенности от величины напряженности внешнего магнитного поля. Расчет зависимости населенности N от магнитного поля был проведен в ⁷⁴ в предположении отсутствия макроскопической анизотропии излучения и неизменности образующегося после каждого следующего переизлучения контура линии во всем объеме. В результате было получено следующее выражение:

$$N = N_0 + N_1 \cdot \left(\frac{1}{1 + 4 \frac{\omega^2}{\Gamma^2}} + \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{\Gamma^2}} \right). \quad (20)$$

Исследование самовыстраивания атомов в ансамбле при пленении излучения приводилось также в работах ^{75,76}, в которых рассмотрена более общая модель учитывающая изменения функции распределения

этого, имеют место также неизотропные распределения атомов по скоростям и по проекциям углового момента, которые характеризуют скрытое выстраивание. Оно проявляется при исследовании спектрального распределения поляризации линии и оказывает различное влияние на разные участки контура.

В эксперименте различные виды выстраивания наблюдались в плазме положительного столба разряда постоянного тока в инертных газах. При давлении порядка единиц Торр для резонансного излучения, соответствующего переходам $np^6 - np^5(n+1)s$, длина свободного пробега фотона в центре линии значительно меньше характерного размера сосуда — излучение в плазме изотропно. Для переходов между возбужденными состояниями, принадлежащими конфигурациям $np^5(n+1)s - np^5(n+1)p$, при тех же условиях резонансное оптическое излучение в плазме характеризуется значительной пространственной анизотропией. Таким образом, в процессе самопоглощения в источнике на резонансных уровнях будет образовываться в основном скрытое выстраивание, а на уровнях конфигурации $np^5(n+1)p$ (или в обозначениях по Пашену $-2p_i$) — макроскопическое.

Наблюдение макроскопического выстраивания в плазме при этих давлениях проводилось в ряде работ ⁷⁷⁻⁸⁴ на линиях, которые излучаются на переходах $1s_k - 2p_i$. Ввиду того, что резонансное излучение инертных газов, соответствующее переходам в основное состояние атомов, лежит в далекой ультрафиолетовой области, скрытое выстраивание резонансных уровней наблюдалось в ступенчатом процессе. Исследовалось изменение в слабом магнитном поле заселенности уровней конфигурации $np^5(n+1)p$, имеющих полный момент $J = 0$ ⁷⁰. В работе ⁸⁵ приводится экспериментальное доказательство связи экспериментальных сигналов такого рода с разрушением магнитным полем скрытого выстраивания резонансных уровней инертных газов.

Помимо реабсорбции излучения, в плазме разряда существует механизм, который может приводит к выстраиванию возбужденных атомов. Этот механизм связан с возбуждением электронным ударом в случае, когда функция распределения электронов по скоростям анизотропна. Выстраивание электронным ударом наблюдалось в плазме высокочастотного разряда на ряде уровней гелия ⁶⁹ и на группе высоковозбужденных уровней атомов инертных газов при давлениях, меньших 0,3 Торр в плазме положительного столба разряда постоянного тока ⁸⁶⁻⁸⁸. В работе ⁸⁹ в положительном столбе разряда постоянного тока обнаружено различие ориентаций осей «оптического» и «электронного» выстраивания, на основе которого получено экспериментальное доказательство существования «электронного» механизма выстраивания в плазме. Основной направленностью лабораторного эксперимента является выяснение механизма самовыстраивания и определения атомных констант. Знание физических причин этого явления позволяет использовать его для диагностики низкотемпературной плазмы.

6. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СОСТОЯНИЙ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Экспериментальный метод исследования самовыстраивания в лабораторных условиях основан на эффекте Ханле. К исследуемому участку плазмы разряда прикладывается внешнее магнитное поле и измеряется зависимость поляризации излучения от величины его напряженности. Эта зависимость, или сигнал выстраивания, как и в астрофизических условиях, несет в себе информацию о характере анизотропии процесса

возбуждения и определяется характеристиками исследуемого возбужденного уровня времени жизни, сечениями соударений.

Типичная схема экспериментальной установки по исследованию выстраивания в плазме разряда представлена на рис. 7. Исследуется излучение плазмы положительного столба газового разряда постоянного тока, поддерживаемого в трубках внутренним диаметром порядка 1—20 мм, длиной 20—50 см, при давлениях инертных газов 10^{-3} —10 Торр.

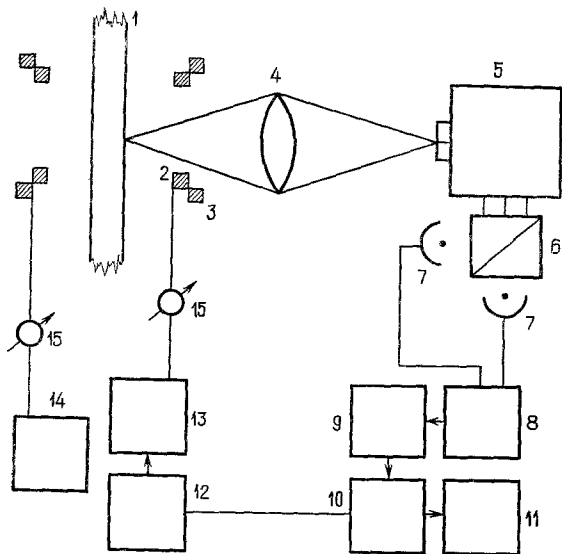


Рис. 7. Принципиальная схема экспериментальной установки по исследованию явления самовыстраивания возбужденных атомов в газоразрядной плазме:

1 — разрядная трубка, 2, 3 — катушки Гельмгольца для создания магнитного поля, 4 — проектирующая линза, 5 — монохроматор, 6 — интерференционный поляризатор, 7 — фотоэлектронные умножители, 8 — дифференциальный усилитель, 9 — аналогово-цифровой преобразователь, 10 — блок управления, 11 — анализатор импульсов, 12 — задающий генератор, 13 — усилитель тока, 14 — источник постоянного тока, 15 — приборы для измерения тока в катушках Гельмгольца.

В некоторых экспериментах использовался полый катод⁹⁰ и высокочастотные безэлектродные разрядные лампы сферической формы диаметром 2—3 см⁹¹. Источник излучения связан с вакуумной установкой, что позволяет производить измерения при разных давлениях газа, которое измерялось при помощи манометра Мак-Леода. Возбуждение разряда осуществляется либо высоковольтным источником постоянного тока, либо высокочастотным генератором. Источник помещается в центр двух катушек Гельмгольца, создающих однородное контролируемое магнитное поле. Одна пара катушек служит для создания скандируемого магнитного поля, другая, соосная с первой, используется для создания поля смещения, необходимого, чтобы записать полный контур сигнала эффекта Ханле. Постоянные катушки в случае прецизионных измерений определяются методом магнитного резонанса на оптически накачанных парах. Излучение определенного участка источника фокусируется на входную щель монохроматора с дифракционной решеткой.

Направление вектора напряженности магнитного поля выбирается параллельно направлению наблюдения. Выделяется линейно поляризованное излучение в двух ортогональных проекциях. При вычитании сигналов в этих поляризациях интерференционные составляющие складываются, а постоянный фон вычитается, увеличивая тем самым динамический диапазон регистрирующей установки. Учитывая это, у выходной щели монохроматора помещается интерференционный поляризатор, делящий исследуемое излучение на два пучка с взаимно ортогональными поляризациями. Детектирование проводится с помощью двух фотоэлектронных умножителей, сигналы с которых поступают на дифференциальный усилитель. Выходной сигнал с дифференциального усилителя подается

на амплитудно-частотный преобразователь, импульсы с которого накладываются многоканальным анализатором, работающим в режиме медленных временных измерений⁹². Переключение каналов анализатора производится синхронно с изменением напряженности магнитного поля в катушках Гельмгольца.

Для рассматриваемой схемы наблюдения нетрудно получить с использованием формул (12) — (16) выражение для сигнала макроскопического выстраивания. Будем считать, что выстраивание исследуемого состояния происходит в процессе анизотропного оптического возбуждения в плазме. В простейшем случае этот процесс описывается взаимодействием исследуемого ансамбля атомов с тремя слабыми потоками резонансного излучения

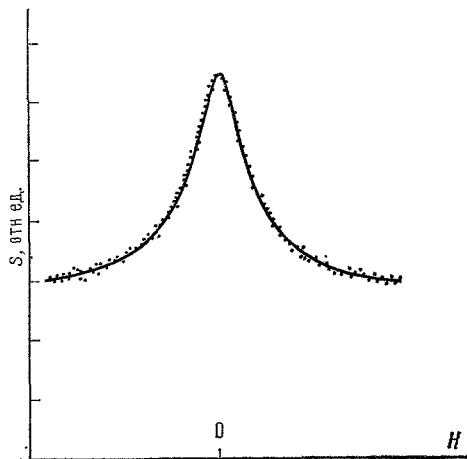


Рис. 8. Экспериментальная запись сигнала самовыстраивания в плазме положительного столба разряда в криптона на линии 7601 Å.

Давление газа — 18 мТорр, ток разряда — 30 мА.)

разной интенсивности падающими из внешних участков плазмы и направленными вдоль осей симметрии сосуда. Для цилиндрической разрядной трубки это аксиальный поток с интенсивностью I_1 , радиальный — I_3 и тангенциальный — I_2 , причем $I_1 > I_3 > I_2$. Оси симметрии сосуда, в котором поддерживается разряд, определяют главные оси тензора выстраивания $\rho_q^{(2)}$, поэтому, если магнитное поле направлено вдоль одной из осей, а в нашей экспериментальной установке по радиусу, сигнал выстраивания S определяется выражением

$$S = (-1)^{J_0+J_2} \cdot A \sqrt{\frac{2J_1+1}{2J_2+1}} |(J_2 \parallel d \parallel J_1)|^2 |(J_1 \parallel d \parallel J_0)|^2 \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_1 & J_1 & J_2 \end{matrix} \right\} (I_1 - I_2) \frac{\Gamma_2}{\Gamma_2^2 + 4\omega^2}. \quad (22)$$

Здесь A — константа пропорциональности.

Выражение (22) записано для случая, когда оптическое возбуждение осуществляется на переходе $J_0 \rightarrow J_1$, а сигнал самовыстраивания — на переходе $J_1 \rightarrow J_2$.

Экспериментальная запись типичного сигнала выстраивания приведена на рис. 8. Форма его контура описывается лоренцевской кривой (22), ширина которой определяется константой релаксации выстраивания Γ_2 . Как было указано выше, в условиях газоразрядной плазмы низкого давления Γ_2 определяется радиационным временем жизни исследуемого состояния и процессами взаимодействия в ансамбле атомов, к которым относятся деполяризующие соударения и пленение излучения. Используя

результаты^{93,94}, можно в этих предположениях записать явный вид Γ_2 :

$$\Gamma_2 = \Gamma_0 - \sum_{i=1}^l A_{1i} K_{1i} a_{1i} + N \langle v \sigma^{(2)} \rangle + \Gamma_{\text{coll}}^{(e)}; \quad (23)$$

Γ_0 — обратное радиационное время жизни исследуемого уровня, A_{1i} — вероятность перехода с исследуемого состояния 1 на нижележащие i , число которых равно l , N — концентрация возмущающих частиц атомов в основном состоянии собственного или примесного газа, $\langle v \rangle$ — средняя относительная скорость сталкивающихся частиц, $\sigma^{(2)}$ — сечение разрушения выстраивания столкновениями, K_{1i} — вероятность поглощения фотона в объеме, которая для доплеровской линии дается выражением

$$K_{1i} = 1 - \frac{1}{V\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d v e^{-v^2} \exp(-k_{1i}^0 d e^{-v^2}); \quad (24)$$

здесь k_{1i}^0 — коэффициент поглощения в центре спектральной линии, d — характерный размер сосуда,

$$k_{1i}^0 = \frac{(2J_1 + 1) \lambda_{1i}^3 N_i A_{1i}}{(2J_i + 1) 8\pi} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}; \quad (25)$$

λ_{1i} — длина волны перехода $1 \rightarrow i$, N_i — концентрация атомов в состоянии i , m — масса исследуемого атома, k — постоянная Больцмана, T — атомная температура в абсолютной шкале, a_{1i} — постоянная, зависящая от значений полных моментов уровней, связанных переходом:

$$a_{1i} = \frac{7}{100} \times \frac{[3Y(Y-1) - 8J_1(J_1+1)]^2}{(2J_1-1)2J_1(2J_1+2)(2J_1+3)}, \quad (26)$$

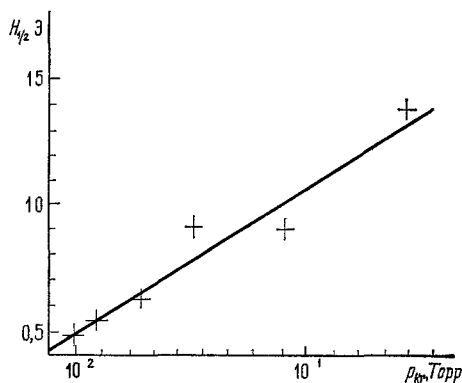


Рис. 9. Изменение ширины сигнала самовыстраивания с давлением на линии 4502 Å криптона (ток разряда 30 мА).

$$Y = (J_1 - J_i)(J_1 - J_i + 1) + 2;$$

$\Gamma_{\text{coll}}^{(e)}$ описывает релаксацию выстраивания при столкновениях с электронами

Определение сечений деполяризующих соударений связано с измерениями зависимости ширин контуров сигналов $S(H)$ от давления газа. Если пленение излучения пренебрежимо мало или вносит постоянный вклад в величину Γ_2 во всей области изменения давления, то в приближении бинарных столкновений (которое достаточно хорошо выполняется в исследуемой области давлений $p < 10$ Торр), оно линейно изменяется с давлением, согласно (23). Пример экспериментальной зависимости ширин контуров сигналов выстраивания $S(H)$ от давления представлен на рис. 9. В результате измерений параметров контуров сигналов выстраивания определяется наклон этой зависимости, или уширение интерференционного сигнала давлением $\Delta\Gamma/\Delta P$. Используя формулу (23), можно получить простое выражение для сечения столкновительного разрушения

выстраивания $\sigma^{(2)}$:

$$\sigma^{(2)} = \frac{4 \cdot 46 \cdot 10^{-23} \sqrt{T} \frac{\Delta \Gamma}{\Delta P}}{\sqrt{\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}}} ; \quad (27)$$

здесь M_1 и M_2 — атомные веса сталкивающихся частиц (в данном случае $\Delta \Gamma / \Delta P$ — выражение в МГц/Торр, $\sigma^{(2)}$ — в см²).

Времена жизни исследуемых состояний могут быть получены экстраполяцией ширины контуров сигналов выстраивания к нулевому давлению газа. В большинстве случаев эта экстраполяция линейная. Нелинейное изменение $\Gamma_2(P)$ в области малых давлений, наблюдавшееся на некоторых уровнях инертных газов, обусловлено влиянием пленения излучения или проявлением вторичных процессов.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

а) Определение сечений деполаризующих соударений и времен жизни

Изучение деполаризующих столкновений является предметом большого числа теоретических работ, которые нашли свое отражение в ряде появившихся в последнее время обзоров и монографий⁹⁵⁻¹⁰⁰. Экспериментальных исследований столкновительной деполаризации излучения значительно меньше. В табл. I—V наряду с измерениями, выполненными при наблюдении самовыстраивания в газоразрядной плазме, приведены значения сечений деполаризации, полученные другими экспериментальными методами. В большинстве работ для определения этих атомных

Таблица I

Сечения столкновительного разрушения выстраивания возбужденных атомов гелия атомами гелия в основном состоянии (в Å²)

Исследуемое состояние	По 111		112, T = 293 К	117, T = 293 К
	T = 303 (5) К	T = 77 К		
3 ³ P 5 ³ P 3 ³ D 4 ³ D 3 ¹ D 4 ¹ D 5 ¹ D 6 ¹ D 3 ¹ P ₁	56,3 (2,1)	58,4 (3,3)	700 400	173 (20) 268 (15) 433 (20)
Исследуемое состояние	113, T = 292 К	159, T = 300 К	118, 119	77, 120, T = 340 К
3 ³ P 5 ³ P 3 ³ D 4 ³ D 3 ¹ D 4 ¹ D 5 ¹ D 6 ¹ D 3 ¹ P ₁	200 (50) 530 (110) 460 (50) 290 (20) 240 (100) 480 (50) 960 (100)	240 (100) 330 (80) 600 (120)	180 (10) 300 (12) 526 (15)	220 (30) 470 (60) 850 (130) 240 (20)

Сечения деполаризации возбужденных атомов неона при столкновениях с атомами инертных газов в основном состоянии (в Å²)

Исследуемое состояние	Сталкивающиеся атомы	По ¹⁵² T = 300 К	¹¹⁰			¹⁵⁵ , T = 350 К	¹⁵⁶ , T = 340 К	⁹¹ , T = 340 К
			T = 85 К	T = 315 К	T = 840 К			
1s ₅	Ne—Ne	16,6 (8)						
	Ne—He	0,43 (2)						
2p ₂	Ne—Ne		12,80 (62)	27,26 (79)	34,7 (1,7)		26,8 (1,2)	16,4 (2,5)
	Ne—He		7,28 (26)	19,74 (93)	47,5 (2,5)			
2p ₄	Ne—Ne			92,9 (3,5)	66,3 (4,3)	66,4 (13,5)		
	Ne—He			85,0 (2,9)	70,4 (2,6)	88,8 (3,3) (He ³)		
						68,9 (3,7) (He ⁴)		
	Ne—Ar					(150—550)		
	Ne—Xe					(150—900)		
2p ₅	Ne—Ne		60,9 (1,5)	53,0 (1,5)	45,9 (1,2)		53,3 (1,5)	50 (1)
	Ne—He		39,1 (1,1)	41,4 (1,1)	49,6 (1,0)			
2p ₆	Ne—Ne		14,73 (46)	25,55 (80)	36,2 (1,7)			17,3 (1,6)
	Ne—Ne		4,68 (24)	23,41 (66)	38,9 (1,1)			
2p ₇	Ne—Ne		60,6 (2,1)	52,0 (1,7)	43,9 (2,4)			
	Ne—He		36,9 (2,3)	37,7 (1,3)	51,7 (1,8)			
2p ₈	Ne—Ne		81,6 (2,7)	85,2 (2,8)	72,2 (2,8)			
	Ne—He		73,7 (3,5)	79,2 (2,8)	79,9 (2,7)			
2p ₉	Ne—Ne		111,8 (4,0)	110,7 (3,3)	98,5 (2,5)			92 (10)
	Ne—He		109,8 (3,9)	108,2 (2,9)	93,5 (2,6)			
2p ₁₀	Ne—Ne			2,06 (29)				
	Ne—He			3,20 (32)				

Продолжение таблицы II

Исследуемое состояние	Сталкивающиеся атомы	По 149, $T = 350$ (20) К	151, $T = 300-350$ К	150, $T = 300-350$ К	153, $T = 350$ К	154, $T = 300$ К	86, 157, 158, $T = 340$ К
1s ₄	Ne—Ne						57 (10)
2p ₂	Ne—Ne		29 (3)				
	Ne—He		14 (2)				
2p ₄	Ne—Ne	157 (12)		74 (5)	88 (12)	74,6 (2,1)	
	Ne—He	63 (7)		72 (5)	85	72,1 (2,1)	
2p ₅	Ne—Ne				53 (15)		
	Ne—He				75 (15)		
2s ₄	Ne—Ne						157 (30)
2s ₅	Ne—Ne						167 (30)
2d ₁ '	Ne—Ne						107 (20)
3d ₃	Ne—Ne						132 (20)
3d ₄ '	Ne—Ne						94 (28)
3d ₄	Ne—Ne						123 (30)
3d ₅	Ne—Ne						120 (90)
4d ₂	Ne—Ne						470 (40)
3s ₂	Ne—Ne			58 (5)			60 (30)
	Ne—He			24 (5)			
5s ₄	Ne—Ne						690 (160)
4s ₁ '	Ne—Ne						660 (60)
2s ₂	Ne—Ne			95 (20)	75 (12)	89 (10)	
	Ne—He			17 (7)	9 (3)	15,0 (1,5)	
3p ₄	Ne—Ne				305 (50)		
	Ne—He				314 (30)		

Т а б л и ц а III

Сечения деполаризации возбужденных атомов аргона при столкновениях
с атомами инертных газов в основном состоянии (в Å²)

Исследуемое со- стояние	Сталкивающиеся атомы	По 111 T = 292 (5) К	209, T = 300 К	82, T = 380 (20) К	210, T = 380 (20) К	211, T = 300 К, точность 5 %	87, 168, 213, T = 340 К
1s ₅	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Xe		6,2 (4) 26 (2) 100 (7) 127				
2p ₂	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr				13 (2) 17 (4) 66 (6)	8 13 28	114 (13)
2p ₃	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr				134 (9) 127 (7) 261 (17) 325 (20)	135 132 221 308	173 (19)
2p ₄	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr			182 (12)	88 (6) 100 (7) 189 (12) 249 (20)	91 105 145 248	126 (13)
2p ₆	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr	114 (22)		154 (19)	67 (5) 89 (7) 150 (12) 147 (11)	67 92 123 175	214 (19)
2p ₇	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr			185 (19)	88 (5) 88 (7) 183 (18)	112 104 145	154 (16)
2p ₈	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr				101 (6) 122 (13) 228 (15) 349 (26)	110 104 147 256	300 (30)
2p ₉	Ar — He Ar — Ne Ar — Ar Ar — Kr	214 (19)		229 (15)	128 (9) 144 (12) 236 (18)	145 142 197 278	157 (16)
3p ₁₀	Ar — Ar						190 (90)
3p ₉	Ar — Ar						750 (90)
3p ₈	Ar — Ar						630 (30)
3p ₇	Ar — Ar						1,07 (9) · 10 ³
3p ₆	Ar — Ar						750 (300)
4d ₅	Ar — Ar						820 (380)
5d ₅	Ar — Ar						2,04 (0,2) · 10 ³
6d ₅	Ar — Ar						3,9 (0,16) · 10 ³

констант применялась техника эффекта Ханле при различных способах возбуждения атомного ансамбля в когерентную суперпозицию состояний. Когерентное возбуждение в рассматриваемых работах осуществлялось: резонансным оптическим излучением внешнего источника, лазерным светом, столкновениями с пучком заряженных частиц и методом, описанным в данном обзоре — самовыстраиванием в плазме разряда. В некоторых работах информация о сечениях столкновительного разрушения выстраивания получена методом биений при импульсном оптическом и электронном возбуждении. В ряде работ применялся метод магнитного резонанса при лазерном и электронном возбуждении, а также техника насыщенного поглощения.

Таблица IV

Сечения столкновительной деполяризации возбужденных атомов криптона атомами криптона и гелия-4 в основном состоянии (в \AA^2)

Исследуемое состояние	По ^{223}Po , $T = 292 \text{ K}$	^{83}Kr , $T = 300 \text{ K}$	^{224}Rn , $T = 300 \text{ K}$	^4He , $T = 340 \text{ K}$
$1s_5 (\text{Kr} - \text{He}^4)$			10 (1)	
$2p_2$		406 (30)		690 (60)
$2p_3$		373 (30)		160 (60)
$2p_4$		221 (30)		
$2p_6$	449 (32)	352 (20)		940 (60)
$2p_7$		366 (30)		240 (20)
$2p_8$		387 (40)		
$2p_9$	479 (27)	358 (30)		170 (20)
$3p_8$				$1,00 (6) \cdot 10^3$
$3p_7$				$2,14 (16) \cdot 10^3$
$3p_6$				880 (160)
$3p_2$				$1,40 (13) \cdot 10^3$
$4d_4$				$1,7 (3) \cdot 10^3$
$4d_3$				690 (60)
$5d_4'$				$3,2 (3) \cdot 10^3$
$6d_4$				$3,8 (3) \cdot 10^3$
$3s_5$				$1,26 (19) \cdot 10^3$

Исследование столкновительных характеристик четырех уровней электронной конфигурации $np^5 (n+1) s$ инертных газов представляет собой методически сложную задачу, так как для двух из этих уровней переходы в основное состояние атома лежат в области вакуумного ультрафиолета, а два других уровня метастабильны. Оценка сечений деполяризации резонансного $1s_4$ -уровня проведена нами с помощью исследования явления скрытого выстраивания. Для метастабильного $1s_5$ -уровня было подробно изучено столкновительное разрушение ориентации атомами собственного и примесного газов. Экспериментальные значения сечений этого процесса также включены в таблицы.

При составлении таблиц сечений мы учли, что часто используются различные определения сечений релаксации выстраивания. В ряде работ (например, ^{77,78,82,86,87,102} и др.) соотношение между столкновительной шириной и сечением было следующим: $\Gamma_{\text{coll}} = \pi N \langle v \sigma^{(2)} \rangle$, которое отличается от определения (23) постоянным множителем π . Ввиду этого величины сечений деполяризации, экспериментально определенные в этих работах, были умножены нами на постоянный множитель π и полученные значения приведены в таблицах.

Существенным фактором, который принимается во внимание при сопоставлении экспериментальных значений сечений, является атомная температура. Согласно (26) для определения сечения по измеренному в эксперименте столкновительному уширению $\Delta\Gamma/\Delta P$ необходимо знать атомную температуру. Определение этой характеристики в большинстве случаев представляет самостоятельную задачу, а погрешности этих измерений обуславливают дополнительную ошибку сечений. В большинстве экспериментов для атомной температуры даются только грубые оценки, которые приводят к систематическим погрешностям искомых величин и усложняют сравнение значений, полученных разными авторами. Для экспериментов в низкотемпературной плазме положительного столба разряда в инертных газах на основании спектроскопических измерений доплеровских контуров спектральных линий, проведенных в ¹⁰³, мы счи-

Таблица V

Сечения деполяризации возбужденных атомов ксенона атомами инертных газов в основном состоянии (в \AA^2)

Исследуемое состояние	Сталкивающиеся атомы	По 209 , $T = 300$ К	84 , $T = 350$ К	229 , $T = 500$ К ($\times 10^3$)	230		224 , $T = 300$ К	231 , $T = 340$ (20) К		232	80 , $T = 340$ К
					$T = 77$ К	$T = 300$ К		$\sigma(1)$	$\sigma(2)$		
$1s_5$	Xe—He	15 (1)									
	Xe—Ne	38 (2)									
	Xe—Ar	61 (4)									
	Xe—Xe	190 (16)			200 (59) 142 (92)	77 (23)	150 (40)				
$2p_3$	Xe—Xe		960 (50)								470 (280)
$2p_6$	Xe—Xe		620 (60)								
$2p_7$	Xe—Xe		570 (30)								
$2p_8$	Xe—Xe		670 (40)								
$2p_9$	Xe—He							140 (20)	230 (30)		
	Xe—Xe		340 (90)					440 (50)	810 (100)		
	Xe—He							120 (20)			
	Xe—Ar									80 (20)	
$2p_{10}$	Xe—Xe							230 (30)			
$3p_8$	Xe—Xe		$1,39 (7) \cdot 10^3$	1,7 (3)							$1,79 (28) \cdot 10^3$
$3p_6$	Xe—Xe										$2,26 (28) \cdot 10^3$
$3d_4$	Xe—He							80 (10)	90 (10)		
	Xe—Xe							170 (40)	150 (20)		
$5d'_1$	Xe—Xe										$2,83 (54) \cdot 10^3$
$5d'_4$	Xe—Xe										$2,51 (32) \cdot 10^3$
$6d'_4$	Xe—Xe										$3,5 (6) \cdot 10^3$

таем, что атомная температура определяется температурой стенок разрядной трубки.

Как известно, сечение деполяризующих соударений отражает процесс межатомного взаимодействия и, следовательно, само зависит от относительной скорости сталкивающихся частиц. Этот процесс рассматривался в большом числе теоретических работ^{99,100}. Так, например, на основании теории, развитой в¹⁰⁴, в работе¹⁰⁵ было показано, что в приближении прямолинейных траекторий и для потенциала взаимодействия $v(R) = -C_n(R) R^{-n}$ сечение разрушения выстраивания зависит от относительной скорости частиц v , как $v^{-2/n-1}$, или от температуры, для максвелловского распределения, как $T^{-1/n-1}$. Для ван-дер-ваальсовского закона взаимодействия ($v(R) = -C_6 \cdot R^{-6}$) теоретическая зависимость сечения от температуры имеет вид $\sigma(T) \sim T^{-1/5}$. Подход, развитый в этих работах, был использован в^{106-109,83,84} для вычисления в ударном приближении сечения столкновительной релаксации тензора выстраивания возбужденных атомов Ne, Ar, Kr, Xe в 2p-состояниях при взаимодействии с атомами инертных газов в основном состоянии. Экспериментальные возможности метода самовыстраивания в низкотемпературной плазме для определения сечения соударений явились основанием еще одного направления исследований: измерения сечений при разных температурах и для разных пар сталкивающихся атомов с целью получения информации о реальном законе межатомного взаимодействия. Эта информация может быть получена посредством сопоставления экспериментальных значений с рассчитанными в рамках определенной модели столкновения. Такого рода исследования в приложении к 2p-состояниям атомов Ne и Ar проведены в^{109,110}.

Однако отсутствие в большинстве случаев информации о реальном законе взаимодействия атомов усложняет сравнение сечений деполяризации, полученных в разных экспериментах. Поэтому для корректного сравнения констант σ^2 , сведенных в табл. I—V, сечения приводятся с указанием условий эксперимента, в которых они получены, и в особенности атомной температуры.

Экспериментальному определению времен жизни возбужденных атомов инертных газов посвящено большое количество работ, выполненных разными методами. Результаты, полученные методом самовыстраивания в газоразрядной плазме, в сравнении с данными других исследований, приведены в табл. VI—XII. В большом числе работ экспериментальные измерения времен жизни проводились методом временного анализа излучения при различных способах возбуждения исследуемых атомов: пучком электронов или ионов, импульсным лазерным светом, в результате соударений пучков частиц с мишенями. Большой объем данных о временах жизни получен методом эффекта Ханле при различных вариантах когерентного возбуждения: резонансным оптическим излучением, лазерным светом, пучком заряженных частиц. Информация о временах жизни также может быть получена в результате спектроскопических измерений вероятностей переходов и естественных ширины линий уровней. В ряде работ времена жизни определялись методом нелинейной лазерной спектроскопии. Теоретическому расчету времен жизни атомов инертных газов посвящен ряд работ, в которых использовалась схема промежуточной связи в одно- и многоконфигурационном приближении.

1) Г е л и й. Известные литературные данные по измерению сечений деполяризующих соударений гелия представлены в табл. I. В работе¹¹¹ $\sigma^{(2)}$ определялись методом эффекта Ханле при возбуждении резонансным оптическим излучением с метастабильного уровня. Исследовалась зависимость ширины контура сигнала эффекта Ханле 2^3P -состояния от дав-

Таблица VI

Времена жизни возбужденных n^1D_2 -состояний атома гелия,
полученные методом самовыстраивания
в сравнении с другими результатами (в нс)

3^1D_2	4^1D_2	5^1D_2	Литера- тура
16,5 (2,0)	39,1 (2,0)	49,1 (2,0)	121
16	30	46	122
16,5 (1,0)	38 (1)		123
18 (5)	35 (4)		124
16 (2)	47 (5)	79 (6)	125
	39 (5)	63 (9)	126
12 (3)	41 (5)	49 (5)	127
16 (1)	30 (2)	46 (3)	128
	43 (5)		134
15,5 (1,5)	38 (1,5)		129
	38 (3)	66 (4)	110
	34 (4)		132
20,3 (3,0)	33,6 (3,0)	74,4 (5,0)	117
15,8 (1)	39,2 (8)	71,9 (1,8)	113
	37 (1)		133
17 (2)	33 (7)	80 (40)	77
15,3 (3)	37 (1)	69,5 (1,7)	135
		52 (6)	139
15,2 (5)	39,2 (2,3)	63,5 (5,7)	136
15,7 (1)	39,2 (1,2)		114
15,3 (3)			137
16,7 (8)	36,4 (1,2)		138

Таблица VII

Времена жизни возбужденных n^1P_1 -состояний атома гелия,
полученные методом самовыстраивания,
в сравнении с результатами других работ (в нс)

3^1P_1	4^1P_1	Литература	3^1P_1	4^1P_1	Литература
1,71		143	1,8 (1)		77
1,66 (5)		145		3,7 (4)	141
2,1		131		4,0 (4)	120
1,73 (11)		144	1,7225 (46)		140
1,8 (1)		146	1,70 (4)	4,05 (12)	136
1,72 (10)		130			

Т а б л и ц а VIII

Времена жизни $2p^53p$ -уровней атома неона, определенные методом самовыстраивания, в сравнении с другими результатами (в нс)

Состояние						Литера- тура
$2p_2$ $3p' \left[\frac{1}{2} \right]_1$	$2p_4$ $3p' \left[\frac{3}{2} \right]_2$	$2p_5$ $3p' \left[\frac{3}{2} \right]_1$	$2p_6$ $3p \left[\frac{3}{2} \right]_2$	$2p_8$ $3p \left[\frac{5}{2} \right]_2$	$2p_9$ $3p \left[\frac{5}{2} \right]_3$	
10	12,0	10,5	13,0	16,0	17,0	161
31	40	40	40	43	34	162
18,8 (3)	19,1 (3)	19,9 (4)	19,7 (2)	19,8 (2)	19,4 (6)	163
16,3 (6)	22 1	18,9 (9)	22 (1)	24,3 (8)	22,5 (9)	164
16,8 (7)			17 (2)			165
	14					166
18 (3)	20 (2)	20 (2)	20 (3)	25 (3)	19 (2)	167
20 (1,6)	24 (1)	23 (1)	21 (1)	25 (1)	24 (2)	168
45 (3)	30 (1)	26 (3)	26 (1)	35 (3)	20 (2)	169
	28 (1)	22 (1)	22 (1)	28 (1)		
				32 (1)		
	19,1 (6)					170
19,8 (6)	26,5 (7)	18,7 (6)	28,9 (9)	27,8 (9)	30,5 (9)	171
	26,0 (7)					
	17,0 (4)					172
20 (2)	21 (2)	22 (2)	28 (2)	23 (2)		173
	14 (6)					174
	15 (2)					175
18 (3)	21 (3)			19 (3)	26 (6)	176
19 (3)	21 (4)				26 (5)	
	23 (4)					
16,9 (8)						177
19 (1)	19 (1)	20 (2)	20 (1)	19 (1)	19 (1)	178
19 (2)	19 (2)	20 (2)	20 (2)	20 (2)		179
17 (3)	19 (4)	19 (4)	19 (4)	22 (5)		180
					23 (1,5)	181
					21,4 (9)	182
	15,9 (7)					183
	15,5 (7)					184
	24,8 (7)		25,5 (8)		23,4 (4)	185
21,0 (1)	25,0 (1)	24,0 (1)	20,0 (1)	25,5 (2)	22,5 (4)	186
17,6 (6)	19,2 (1,4)	18,6 (1,3)	18,2 (7)	19,6 (1,0)	18,7 (7)	94
16,5 (1,5)	21,5 (2,0)	19,5 (1,5)	22,0 (2,0)	22,0 (2,0)	20 (1,5)	187
				10,6 (5,1)	17,4 (3,7)	188
					21,7 (9)	189
	19,6 (2)					190
18,2 (1,1)	19 (1)	19,7 (1,2)	20,1 (1,2)	20,4 (1,2)	19,5 (1,2)	191
17,8	17,3	18,9	19,8	20,0	18,9	192
19,8 (4)	19,5 (5)	19,2 (4)	19,0 (3)	19,0 (7)	21,3 (8)	193
	18,1 (1,2)					194
19,6 (1,3)	19,8 (6)	19,5 (8)	19,1 (1,2)	17,5 (1,0)	18,0 (6)	195

Таблица IX

Времена жизни ряда возбужденных состояний атома неона, определенные методом самовыстраивания, в сравнении с другими результатами (в нс)

1s ₂	1s ₄	Литература	1s ₂	1s ₄	Литература
	16 (8)	196	1,86	27,7	203
	20	197	1,82		204
2,7	27,4	198		22,7 (1,8)	205
2,9	20,7	198	2,5 (4)		85
	14	199	1,8	22,4	
1,52		200	1,73	23,5	206
1,45	20,8	201	1,76	23,5	
1,87 (18)	31,7 (6)	202			
Состояние	202	207, 208		86	158
2s ₄	9,7 (5)	11,0	8,04	8 (2)	
2s ₅		39,4	38,8	66 (10)	
2d ₁		19,4	17,5	22 (1)	
3d ₃		27,1	24,5	25 (2)	
3d ₄		20,1	18,2	21 (2)	
3d ₅		30,5	27,6	26 (2)	
3d ₅	13,2 (6)		15,1		13,1 (1,3)
4d ₂			17,7		21,5 (2,0)
3s ₂	23,1 (1,5)		22,2		23 (2)
5s ₄			64,6		57 (10)
4s ₁			22,4		25,8 (2,0)

Таблица X

Времена жизни ряда возбужденных состояний атома аргона (в нс)

Исследуемое состояние	214	215	216	217	218
1s ₂ 3p ₁₀ 3p ₉ 3p ₈ 3p ₇ 3p ₆ 4d ₅ 4s ₁ 5d ₅ 6d ₅	148 (12) 190 (15) 200 (16)	190 (3) 141 (2) 166 (5) 149 (3) 124 (3)	171 (5) 130 (20)	63 (6) 59 (6) 121 (12) 130 (13)	216 (20) 331 (20) 297 (15) 195 (10) 240 (15)

Исследуемое состояние	219	220	221	87	158	222	78
1s ₂ 3p ₁₀ 3p ₉ 3p ₈ 3p ₇ 3p ₆ 4d ₅ 4s ₁ 5d ₅ 6d ₅	140 (12) 150 (12) 145 (11) 129 (11)	155 124 134 126 110	114 115 126 119 102	150 (20) 185 (30) 135 (5) 130 (20) 140 (40)	29 (4) 33 (5) 31 (4) 65 (10)	2,15	1,8 (4)

Таблица X

Времена жизни возбужденных состояний атома криптона,
определенные методом самовыстраивания,
в сравнении с другими методами (в нс)

Состояние	225	226	227	223	83	228	79	158
2p ₉	27	44 (3)		28 (2)	38 (3)	25,9	24 (2)	
2p ₇		34 (2)			32 (2)	29,7	35 (1)	
2p ₆		23 (2)		30 (2)	35 (3)	26,3	39 (3)	
2p ₃		34 (2)			40 (4)	28,6	27 (1)	
2p ₂		26 (2)			33 (2)	26,9	30 (4)	
3p ₈		173 (2)	199 (4)			117	142 (7)	
3p ₇		181 (9)	186 (6)			109	135 (5)	
3p ₆		173 (9)	198 (4)			99,7	120 (17)	
3p ₂			127 (2)			105	132 (7)	
4d ₄						467	210 (40)	
4d ₃						310	125 (8)	
5d ₄							220 (20)	
6d ₄		227 (10)					177 (20)	
3s ₅						89,4	63 (4)	
4d ₅								37 (10)
3s ₁								21 (7)

Таблица XII

Времена жизни ряда возбужденных состояний атома ксенона,
полученные методом самовыстраивания,
в сравнении с другими методами (в нс)

Исследуемое состояние	233	234	235	84	
2p ₃ 3p ₆ 3p ₃ 5d ₁ 5d ₄ 6d ₄ 4X	39,0 (7) 148 (11) 141 (10) 135 (5)	34 (2) 203 (15)	33 (3) 150 (10) 166 (10)	38,1 (1,3)	
Исследуемое состояние	236	229	237	80	158
2p ₃ 3p ₆ 3p ₃ 5d ₁ 5d ₄ 6d ₄ 4x	30,5 (3,0) 107 (9) 183 (10)	169 (12) 163 (12)	26,5 100 147 168 143	37,4 (8) 190 (30) 200 (20) 200 (30) 125 (20) 180 (25)	46 (11)

ления гелия при температурах 303 (5) и 77 К. Полученная температурная зависимость сечения деполяризации отклонялась от теоретической¹⁰⁴, что было объяснено влиянием сил отталкивания взаимодействующих частиц.

В работах^{112,113} определение сечений деполяризующих соударений проводилось методом эффекта Ханле при возбуждении пучком частиц. Пучок ионов He⁺ или H с энергией 5—25 кэВ попадал в камеру с гелием.

На камеру накладывалось внешнее магнитное поле, перпендикулярное пучку, и исследовалось излучение вдоль направления магнитного поля. Особенности выстраивания атомов при возбуждении пучком быстрых ионов подробно изучались в ^{114–116}. В ¹¹⁷ сечения деполаризации ряда состояний определялись методом Ханле при когерентном возбуждении атомов гелия в плазме высокочастотного разряда по методу, описанному в ⁶⁹. Ячейка с гелием помещалась внутри плоского конденсатора. Возбуждался высокочастотный разряд E -типа на частоте 450 МГц при давлении в диапазоне 0,1—1 Торр. В излучении плазмы наблюдались сигналы выстраивания и исследовалась зависимость их ширины от давления. Применение спектроскопии квантовых биений ⁴ для определения сечений деполаризующих соударений в гелии описано в ^{118,119}. В эксперименте наблюдалась временная зависимость амплитуды сигнала квантовых биений при импульсном возбуждении электронным пучком с энергией 30—100 эВ. Путем сопоставления экспериментальных сигналов, полученных при давлениях 0,5—400 мТорр и магнитных полях 1—120 Э с соответствующими теоретическими кривыми, определены значения сечений деполаризующих столкновений 4—6 1D_2 -уровней. В ^{77,120} сечения получены методом самовыстраивания в положительном столбе разряда постоянного тока в разрядной трубке с внутренним диаметром 6 мм при давлении 0,1—0,5 Торр и токе разряда 50—100 мА.

Времена жизни τ ряда возбужденных уровней атома гелия, определенные различными экспериментальными методами, представлены в таблицах VI—VII. Техника временного анализа излучения применялась в работах ^{122,125,126,128,129,133–135,138} в варианте метода задержанных совпадений с электронным возбуждением, а в ^{130,132,136,140,141} измерения проводились методом бим-фойл и бим-газ. Ряд работ выполнен методом интерференции состояний при возбуждении электронным ударом ^{121,123,127}, пучком ионов ^{113,114,131,137}, по методу бим-фойл и бим-газ ^{139,146} и при оптическом возбуждении метастабилей 2^1S_0 в пучке ¹⁴⁴. Метод самовыстраивания в плазме положительного столба разряда применялся в ^{77,120} и в плазме высокочастотного разряда — в работе ¹¹⁷. При сравнении времен жизни $3,4\ ^1P_1$ -уровней важно учитывать, что эти состояния связаны разрешенным дипольным переходом с основным состоянием атома. Поэтому в большинстве экспериментов имеет место пленение резонансного излучения, что приводит к большому разбросу данных, полученных методом временного анализа излучения. В работах ^{77,120} измерения были выполнены в диапазоне давлений, при которых имеет место полное пленение резонансного излучения. Подобное теоретическое рассмотрение релаксации поляризационных моментов при пленении излучения проведено в ^{9,147}. В работах ^{77,120} радиационные времена жизни $3,4\ ^1P_1$ -уровней определялись из экспериментально измеренных ширины сигналов выстраивания с использованием результатов расчета ¹⁴⁸. В таблице для этих уровней приведены результаты наиболее надежных измерений, выполненных в экспериментах на пучках, когда пленение излучения пренебрежимо.

2) Н е о н. Экспериментальные определения сечений деполаризующих столкновений возбужденных уровней неона составляют предмет большого числа исследований (см. табл. II). Ряд работ в этом направлении выполнен методом эффекта Ханле на Ne — Ne-лазере ³. Линейно поляризованное лазерное излучение вносит когерентность в верхний и нижний уровни лазерного перехода, так что спонтанное излучение неона на длинах волн, соответствующих переходам с этих уровней, оказывается поляризованным. Внешнее магнитное поле, накладываемое на помещенную

внутри резонатора кювету с неоном или смесью Ne — He, разрушает когерентность этих состояний, и в регистрирующем через боковую стенку кюветы излучении наблюдается эффект Ханле. При этом определение сечений деполяризующих соударений «генерирующих» уровней неона производится посредством измерения зависимости ширины контура интерференционного сигнала от давления собственного или примесного газов. По такой схеме в ряде зарубежных и отечественных лабораторий выполнено большое число работ^{149–151, 153}. В^{150, 151} приводимые в табл. II сечения получены в диапазоне температур 300—350 К, в¹⁴⁹ температура возмущающих частиц составляла величину 350 (20) К, а возбужденных атомов — 470 (50) К, в работе¹⁵³ результаты получены при температуре 360 К. В¹⁵² сечения деполяризующих соударений $^3\text{P}_2$ метастабильного уровня неона определялись с помощью техники оптической ориентации при исследовании зависимости ширины линии магнитного резонанса от давления неона и гелия при температуре 300 К.

Большая группа работ по измерению сечений соударений в неоне выполнена методом самовыстраивания в плазме. Наиболее подробно процесс столкновительной деполяризации исследовался на $2\text{r}^5\text{3p}$ -уровнях неона в^{71, 81, 94, 106, 110}. Было проведено измерение сечений для 2r -уровней неона при столкновениях с неоном и гелием в основном состоянии при разных температурах и параллельно в¹⁰⁶ эти сечения рассчитывались теоретически в ударном приближении в предположении диполь-дипольного закона межатомного взаимодействия. На основании результатов^{93, 104} было получено аналитическое выражение для сечения столкновительного разрушения выстраивания этих состояний и указано, что зависимость сечения от температуры описывается законом $T^{-1/5}$, а отношение сечений деполяризации неоном и гелием составляет величину 2,05. Экспериментальная величина отношения сечений деполяризации 2r -уровней атомами неона и гелия в основном состоянии оказалась ближе к величине 1,03¹⁰⁶. Авторы связали это отклонение с проявлением близкодействующих сил отталкивания при взаимодействии сталкивающихся частиц. Проведенное в этом цикле работ изучение температурной зависимости сечений деполяризующих столкновений в широком диапазоне изменения температуры^{81, 110} показало ряд особенностей, которые не укладывались в рамки принятой модели столкновения. Для ряда уровней наблюдалась слабая зависимость сечения от температуры, не согласующаяся с теорией, что было объяснено отклонением в реальном случае траекторий движения сталкивающихся частиц от прямолинейной. Для 2r_2 и 2r_6 -уровней было зарегистрировано увеличение сечения с ростом температуры. Этот результат не может быть получен в рамках адиабатического приближения. Подобную тенденцию в поведении температурной зависимости сечений можно ожидать, если существенный вклад в измеряемые сечения вносят неупругие процессы, т.е. имеет место столкновительная передача возбуждения. По-видимому, столкновительная передача наиболее ярко проявляется для 2r -состояний неона. В результате столкновительная релаксация выстраивания 2r -состояний неона оказывается обусловленной двумя механизмами: адиабатическими столкновениями и неупругими соударениями с передачей возбуждения между 2r -уровнями, причем роль неупругих соударений усиливается с увеличением температуры. Таким образом, сечения столкновений, разрушающих выстраивание 2r_2 - и 2r_6 -уровней, которые обнаруживают увеличение с ростом температуры, определяются главным образом неупругими процессами и представляют собой сечения столкновительной передачи возбуждения.

Работа¹⁵⁵ посвящена определению сечений столкновительного разрушения выстраивания 2r_4 -уровня атомами He^3 , He^4 , Ar, Kr методом

двойного резонанса ¹⁶⁰ на гелий-неоновом лазере. Сечения деполаризующих соударений $2p_4$ и $3s_2$ -уровней в работе ¹⁵⁴ определены при температуре 300 К. В работе ¹⁵⁶ для определения сечений $2p_5$ и $2p_4$ -уровней неона применялся метод квантовых биений ⁴ при импульсном лазерном возбуждении с метастабилей $1s_3$, которые возбуждались в слабом высокочастотном разряде. Наблюдалась зависимость амплитуды сигнала биений от давления неона в диапазоне 0,1—7 Торр при температуре 340 К, откуда было определено сечение столкновительной релаксации выстраивания. В работе ⁹¹ сечения $2p$ -уровней определены методом эффекта Ханле в плазме высокочастотного безэлектродного разряда в сферических спектральных лампах. Для высоковозбужденных состояний измерения проводились в плазме положительного столба газового разряда постоянного тока ^{86,158}. Сечение деполаризации резонансного $1s_4$ -уровня неона получено в ¹⁵⁷ при исследовании эффекта скрытого выстраивания. Характеристики столкновительной релаксации выстраивания $1s_4$ -уровня неона в данном случае определялись из уширения давлением сигнала скрытого выстраивания на переходе с $2p_5$ -уровня. Атомная температура, соответствующая условиям экспериментов ^{86,91,157,158}, составляла 340—350 К.

Результаты измерения времен жизни возбужденных атомов неона представлены в табл. VIII—IX. В табл. VIII приведены данные, относящиеся к уровням конфигурации $2p^53p$. Большое количество работ ^{161,178,162,167,173,179,180,191} выполнено спектроскопическими методами, главным образом методом интенсивности спектральных линий. В этих работах экспериментально определены абсолютные вероятности переходов, откуда вычислены времена жизни. Ряд исследований выполнен прямыми методами с привлечением временного анализа излучения при импульсном возбуждении. К ним относится метод задержанных совпадений ^{163,164,168,169,182,189,202}, бим-фойл ^{176,187} и бим-газ ^{171,185}. Основным фактором, который в данном случае определяет точность измерения времен жизни, являются вторичные процессы возбуждения исследуемого уровня, главным образом за счет каскадных переходов, влияния которых в большинстве случаев избежать не удалось. Исключение, по-видимому, составляет ¹⁶³, где измерения проводились при фиксированной энергии электронов, которая превосходила порог возбуждения уровней не более чем на 0,1—0,2 эВ, а также ^{190,193}, в которых применялся комплексный метод бим-фойл с селективным лазерным возбуждением. Большая группа работ выполнена по методу интерференции атомных состояний при лазерном возбуждении ^{166,170,172,174,177,184} и в плазме газового разряда ⁹⁴. Детальный анализ влияния каскадных эффектов и пленения излучения при этом был проведен в ⁹⁴, где экспериментально оценены систематические ошибки измерений за счет этих факторов. В ¹⁹⁵ использовалась техника эффекта Ханле при возбуждении электронным пучком. В работе ¹⁹² проводился теоретический расчет времен жизни $2p$ -уровней с учетом наложения конфигураций. Времена жизни первых резонансных и ряда высоковозбужденных уровней приведены в табл. IX. В работах ^{196,197,200,201,204} использовались спектроскопические методики измерения сил осцилляторов и естественных ширин линий, в ²⁰² — метод задержанных совпадений в вакуумном ультрафиолете. В работах ^{85,86,158,205} измерения проводились методом самовыстраивания в плазме: для определения $\tau(1s_2, 1s_4)$ использовались сигналы скрытого выстраивания. Теоретический расчет этих констант проведен в ^{206–208} в одно- и в многоконфигурационном приближениях.

3) А р г о н. Данные о сечениях разрушения выстраивания при соударениях возбужденных атомов аргона с атомами инертных газов в основном состоянии приведены в табл. III. В работе ¹¹¹ методом эффекта

Ханле при ступенчатом оптическом возбуждении получены значения сечений для $2p_6$ - и $2p_9$ -уровней при температуре 292 (5) К. В ²⁰⁹ для определения сечений деполяризации метастабильного атома аргона в состоянии $1s_5$ при столкновениях с атомами инертных газов в основном состоянии применялся метод оптической ориентации в газовом разряде. Измерения проводились при комнатной температуре. Для большинства уровней $3p^5 4p$ -конфигурация аргона сечения деполяризации атомами собственного и примесного газов определялись методом самовыстраивания в плазме высокочастотного разряда при T - 380 (20) К ^{82, 210}. Область исследованных давлений составляла в случае чистого аргона: 0,2—1,2 Торр для примесных газов (He, Ne) 0—1,2 Торр и для Kr 0—0,5 Торр. Параллельно проведенный расчет по схеме, описанной в ¹⁰⁶, показал, что ван-дер-ваальсовский потенциал взаимодействия сталкивающихся частиц достаточно хорошо описывает процесс деполяризации $2p$ -атомов аргона при соударениях с тяжелыми атомами (Kr). В случае легких возмущающих частиц (He) моделирование взаимодействия ван-дер-ваальсовским законом приводит к расхождению экспериментальных и расчетных значений сечений. В данном случае характер взаимодействия более сложный: на малых расстояниях проявляются силы отталкивания.

Более подробно столкновительная релаксация выстраивания $2p$ -состояний в аргоне была исследована в ²¹¹ методом эффекта Ханле при выстраивании внешним перестраиваемым по частоте излучением лазера на красителе. Исследование температурной зависимости сечений деполяризации этой группы уровней в диапазоне 300—700 К ²¹², выполненное тем же методом, также показало, что для тяжелых возмущающих частиц (Kr и Xe) ван-дер-ваальсовский закон взаимодействия достаточно хорошо описывает процесс столкновительной релаксации выстраивания. Для легких возмущающих атомов (He, Ne) эксперимент указывает на наличие сил отталкивания при взаимодействии сталкивающихся атомов. Измерения ^{87, 158, 213} выполнены методом самовыстраивания атомов в плазме положительного столба разряда постоянного тока при давлениях 0,2—3 Торр для $2p$ -состояний и при более низких давлениях — для высоковозбужденных уровней; температура поддерживалась порядка 340 К.

Времена жизни возбужденных атомов аргона приведены в табл. VIII. Эти значения относятся только к высоковозбужденным состояниям и резонансному 1P_1 -уровню. Измерение времен жизни $3p^5 4p$ -уровней методом самовыстраивания в плазме усложнено вследствие сильного влияния каскадного переноса выстраивания и пленения излучения. В большинстве экспериментальных работ ^{214, 215, 217, 222} для определения времен жизни использовался метод задержанных совпадений. Существуют измерения этих констант методом сдвига фаз и спада интенсивности ²¹⁹ и методом высокочастотной техники отклонения ²¹⁸, который представляет собой модификацию метода задержанных совпадений. Как видно, результаты работы ²¹⁸ приводят к завышенным значениям τ , что свидетельствует о неучтенных систематических ошибках. В работе ²¹⁶ применялся метод эффекта Ханле при электронном возбуждении. В работах ^{78, 87, 158} времена жизни определялись методом самовыстраивания в плазме положительного столба разряда постоянного тока. В ^{220, 221} приводятся результаты теоретического расчета времен жизни этих уровней в схеме промежуточной связи при использовании одно- и многоконфигурационного приближений, а также в схеме LI -связи.

4) К р и п т о н. Данные о сечениях деполяризующих соударений для криптона приведены в табл. IV. Сечения $2p_6$ и $2p_9$ -уровней в ²²³ получены методом эффекта Ханле при оптическом возбуждении с метастабиль-

ных уровней ($T = 292$ (6) К). В ⁸³ исследование столкновительных характеристик 2р-уровней криптона проводилось методом самовыстраивания в плазме высокочастотного разряда при давлениях в диапазоне 0,3—1 Торр и мощности высокочастотного генератора 20—60 Вт ($T = 300$ К). Сечения деполаризующих столкновений метастабильного уровня $1s_5$ при столкновениях с атомами He^4 в основном состоянии определены методом оптической ориентации при давлениях 1—30 мТорр и комнатной температуре ²²⁴. Измерение сечений разрушения выстраивания глубоких и высоковозбужденных состояний методом самовыстраивания в плазме положительного столба разряда постоянного тока проводилось в ⁷⁹. Для 2р-состояний диапазон давлений составлял 5—300 мТорр, для высоковозбужденных уровней — 5—50 мТорр; температура была на уровне 340 К.

Времена жизни ряда возбужденных уровней криптона приведены в табл. IX. В работе ²²⁵ методом реабсорбции определялась абсолютная сила осциллятора линии 8112 \AA , откуда было получено приводимое значение времени жизни. В работах ^{226, 227} использовался метод задержанных совпадений, в ²²³ измерения времен жизни 2р₆ и 2р₉-уровней проводились методом эффекта Ханле в разряде при внешнем оптическом возбуждении. Результаты работ ^{79, 83, 158} получены методом самовыстраивания в плазме: в ⁸³ эксперименты проводились в высокочастотном разряде на естественной смеси изотопов криптона, а в ^{79, 158} — в разряде постоянного тока на чистом изотопе Кг ⁸⁶. Теоретический расчет этих констант в одно- и многоконфигурационном приближении был выполнен в работе ²²⁸ (в таблице приводятся результаты, соответствующие многоконфигурационному приближению).

5) К с е н о н. Результаты определения сечений деполаризующих соударений возбужденных атомов ксенона приведены в табл. V. Сечения столкновительной дезориентации метастабильного $1s_5$ -уровня получены в ряде работ ^{209, 224, 230} методом оптической ориентации в разряде. В работе ²³⁰ исследования магнитного резонанса методом импульсной модуляции радиочастотного поля проводились в плазме высокочастотного разряда E-типа в Хе ¹²⁹ при давлении 10^{-4} — 15 мТорр, комнатной и азотной температурах; в ²²⁴ — при комнатной температуре в диапазоне давлений 1—30 мТорр на естественной смеси изотопов ксенона; в ²⁰⁹ температура также была комнатной. Наблюдаемое различие в измеренных сечениях может быть связано с неточностью оценки давления.

Для 2р-уровней сечения разрушения выстраивания получены в ⁸⁴ методом самовыстраивания в плазме высокочастотного разряда в диапазоне давлений $2 \cdot 10^{-2}$ — $5 \cdot 10^{-1}$ Торр при температуре 350 К. В ²²⁹ сечения столкновительного разрушения выстраивания определялись методом магнитного резонанса при электронном возбуждении. Атомная температура в ячейке с электронным пучком оценивалась, исходя из измерений температур оксидного катода и коллектора электронной пушки, и была принята равной 500 К. Область исследованных давлений составляла $4 \cdot 10^{-3}$ — 10^{-1} Торр.

Методом выстраивания при лазерном возбуждении ²³¹ определены сечения разрушения выстраивания 2р₉ и $3d_4$ -уровней ксенона при столкновениях с атомами гелия и ксенона в основном состоянии. Атомная температура определялась по температуре стенок кюветы и составила величину 340 (20) К. В работе ²³² оценено сечение столкновительного разрушения выстраивания 2р₁₀-состояния ксенона атомами аргона в основном состоянии методом лазерной спектроскопии насыщения. Проведенные измерения сечений методом самовыстраивания в плазме положительного столба разряда постоянного тока ⁸⁰ в диапазоне давлений 2—50 мТорр, токов

разряда 20—100 мА и при температуре 340 К позволили определить эту характеристику для ряда высоковозбужденных состояний.

Времена жизни возбужденных атомов ксенона приведены в табл. XII. В работах ^{233–236} применялся метод задержанных совпадений при возбуждении электронным пучком с энергией электронов, превосходящей порог возбуждения исследуемых уровней. В ²²⁹ результаты получены методом магнитного резонанса при электронном возбуждении в диапазоне давлений 4—100 мТорр. Метод самовыстраивания в плазме высокочастотного разряда применялся в ⁸⁴ для определения времени жизни 2р-уровней, а в ^{80,158} — в плазме положительного столба разряда для ряда высоковозбужденных уровней. Расчет этих атомных констант проводился в ²³⁷ на основе модели промежуточной связи в одно- и многоконфигурационном приближении.

Возможность использования метода самовыстраивания в газоразрядной плазме для определения констант различных атомов и молекул была продемонстрирована в ряде работ, в которых измерялись времена жизни и сечения соударений для возбужденных уровней Hg I ²³⁸, Cu I ²³⁹, Cd I ²⁴⁰, а также для вращательных уровней 3d¹Π_g-состояния водорода²⁴¹.

б) Приложение явления самовыстраивания к задачам диагностики низкотемпературной плазмы

Самовыстраивание атомов в газоразрядной плазме обусловлено особенностями процессов возбуждения. Следовательно, изучение явления самовыстраивания возбужденных частиц может явиться методом исследования этих процессов. В ряде работ ^{86–88} такого рода явления наблюдались на высоковозбужденных состояниях атомов инертных газов в плазме положительного столба разряда постоянного тока и были связаны с анизотропией возбуждения электронным ударом. Экспериментальное доказательство указанного механизма самовыстраивания было проведено в работе ⁸⁹. Согласно результатам этой работы самовыстраивание высоковозбужденных состояний обусловлено анизотропией функции распределения электронов по скоростям $f(\mathbf{v})$ в плазме при низких давлениях. Если задача характеризуется осевой симметрией, то функцию распределения $f(\mathbf{v})$ в пространстве скоростей можно разложить по полиномам Лежандра $P_{\kappa}(\cos \theta)$ ²⁵¹:

$$f(\mathbf{v}) = \sum_{\kappa=0}^{\infty} P_{\kappa}(\cos \theta) f^{(\kappa)}(v); \quad (28)$$

здесь θ — угол между направлением скорости и осью симметрии, $f^{(\kappa)}(v)$ — мультиплетные моменты функции распределения.

Мультиплетные моменты функции распределения электронов по скоростям характеризуют отклонение распределения электронов от изотропного. Таким образом, возникновение поляризационных моментов в ансамбле в процессе электронного возбуждения атомов в газоразрядной плазме связано с существованием мультиплетных моментов функции распределения, причем тензор выстраивания $\rho^{(2)}$ определяется квадратурным моментом $f^{(2)}(v)$ ²⁵².

Иллюстрацией возможностей метода самовыстраивания в плазме в задачах диагностики явилась работы ^{89,242,243}, в которых эффект Ханле в положительном столбе разряда использовался для уточнения характера движения быстрых электронов. Наблюдалось самовыстраивание ряда высоковозбужденных уровней атомов инертных газов при низких давле-

ниях, когда длина свободного пробега электрона была порядка диаметра разрядной трубки. Особенности газоразрядной плазмы, соответствующей таким условиям, теоретически описаны в работах ^{244, 245}. Эта теория учитывает радиальную неоднородность плазмы, поперечное электрическое поле и уход быстрых электронов на стенку разрядной трубки. Электронный газ в рамках подобного подхода рассматривается находящимся в потенциальном ящике, высота которого значительно превышает энергию

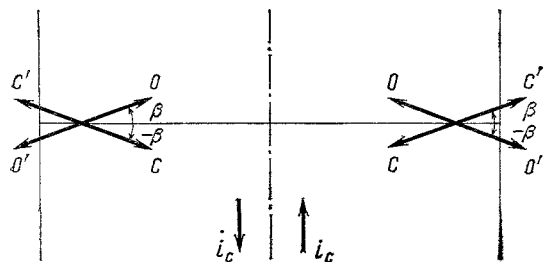


Рис. 10. Положение осей самовыстраивания в пристеночных участках плазмы положительного столба газового разряда в зависимости от направления разрядного тока.

Оси OO' соответствуют току i_0 , оси CC' — току i_c .

ных линий вдоль радиуса разрядной трубки ²⁴⁶⁻²⁵⁰. Общее количество быстрых электронов, энергия которых достаточна для выхода на стенку разрядной трубки, небольшое, направления же скоростей их движения будут образовывать так называемый конус потерь, ориентированный вдоль радиуса. Действительно, условие выхода электрона на стенку имеет вид

$$\frac{mv_{\perp}^2}{2} \geq eV, \quad (29)$$

где m и e — масса и заряд электрона, V — пристеночный скачок потенциала, v_{\perp} — проекция вектора скорости на плоскость, перпендикулярную оси трубки.

Условие (29) определяет конус потерь. Существование конуса потерь задает анизотропию в пространстве скоростей быстрых электронов в плазме. А так как возбуждение атомов и ионов в разряде низкого давления осуществляется электронным ударом, ось выстраивания должна быть связана с направлением оси конуса потерь. Ориентация конуса потерь в пространстве скоростей определяется пристеночным скачком потенциала (см. (29)) и, кроме того, постоянным аксиальным электрическим полем, которое приводит к повороту оси конуса на некоторый угол по отношению к плоскости поперечного сечения разрядной трубки. Таким образом, ось выстраивания должна быть наклонена под некоторым углом к оси разрядной трубки, и угол наклона определяется соотношением величин аксиального и радиального электрических полей в положительном столбе разряда (рис. 10).

В экспериментах, описанных в работе ⁸⁹, регистрируемый сигнал представлял собой зависимость разности интенсивностей пучков света с поляризациями, параллельной и перпендикулярной осям разрядной трубки, от величины напряженности внешнего магнитного поля, ориентация которого совпадала с направлением наблюдения. Форма сигнала самовыстраивания с учетом наклона оси выстраивания по отношению к осям

электронов. В приближении абсолютно черной стенки (которое принимается в рассматриваемой теории) находящиеся на «хвосте» максвелловского распределения наиболее быстрые электроны с энергиями, превосходящими пристеночный скачок потенциала, могут выходить из плазмы разряда и гибнуть на стенке. Экспериментальным подтверждением данной модели явилось измерение функции распределения по энергии и интенсивности спектраль-

симметрии разрядной трубки дается выражением

$$S = \frac{A'}{\Gamma} \left(\cos 2\beta \frac{1}{1+x^2} - \sin 2\beta \frac{x}{1+x^2} \right); \quad (30)$$

здесь A' — константа пропорциональности, β — угол наклона оси выстраивания, определенный на рис. 10; все остальные обозначения аналогичны использованным в формуле (4).

Из (30) видно, что сигнал состоит из лоренцевской и дисперсионной составляющих, относительный вклад которых определяется величиной угла β . Величина этого угла связана с отношением аксиальной E_a и радиальной \bar{E}_r составляющих электрического поля в плазме E_a/\bar{E}_r . Если в той же схеме наблюдения эффекта поменять направление тока разряда на противоположное, то ось выстраивания перейдет из положения OO' в CC' (рис. 10) и угол изменится на $-\beta$. Это должно привести к изменению знака дисперсионной добавки в суммарном сигнале. Аналогичное изменение знака дисперсионной составляющей должно происходить при переходе к противоположному краю изображения разрядной трубки.

Наблюдение анизотропии движения быстрых электронов проводилось при исследовании интерференционных эффектов на высоковозбужденных уровнях атомов инертных газов^{89,243}. Записывались сигналы выстраивания на линиях 4300 \AA ($4s \left[\frac{3}{2} \right]_1^0 - 5p \left[\frac{5}{2} \right]_2$) Ar и 6456 \AA ($5p \left[\frac{5}{2} \right]_3 - 6d \left[\frac{7}{2} \right]_4^0$) Kr I при давлении 15 мТорр и для контроля — на линии 6266 \AA ($3s' \left[\frac{1}{2} \right]_0^0 - 3p' \left[\frac{3}{2} \right]_1$) Ne I при давлении 0,8 Торр. В результате обработки контуров сигналов на ЭВМ было выявлено, что в первых двух случаях присутствует заметная дисперсионная добавка, величина которой находилась на уровне 5% от амплитуды лоренцевской составляющей суммарного сигнала. При изменении направления тока дисперсионная составляющая меняла свой знак на противоположный согласно выражению (30). То же самое происходило в случае, когда при данном значении разрядного тока наблюдались интерференционные сигналы от противоположных пристеночных участков разрядной трубки.

Таким образом, проведенные наблюдения позволили не только доказать роль анизотропии электронного движения в образовании самовыстраивания высоковозбужденных уровней, но и уточнить ориентацию конуса потерь в пространстве скоростей, который характеризует эту анизотропию.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что самовыстраивание является универсальным свойством источников света, которое приводит к частичной линейной поляризации их спонтанного излучения. Это явление обусловлено неравновесностью заселения частиц по проекциям момента и возникает в результате анизотропии внутренних процессов возбуждения. Самовыстраивание проявляется как в астрофизических, так и в лабораторных условиях. Астрофизические наблюдения этого явления проводились в оптическом излучении внешних участков атмосферы Солнца и легли в основу методики измерения слабых локальных магнитных полей. В лабораторных условиях самовыстраивание было обнаружено в низкотемпературной газоразрядной плазме. На основе экспериментальных результатов удалось выяснить физические причины самовыстраивания в плазме. Они обусловлены анизотропией резонансного фотовозбуждения частиц в разряде и анизотропией функции распределения электронов по скоростям.

Лабораторные приложения явления самовыстраивания связаны с новыми возможностями диагностики низкотемпературной плазмы и применениями в задачах спектроскопии как метод измерения атомных констант. В настоящем обзоре описаны физические особенности рассматриваемого явления и его проявление в астрофизических и лабораторных объектах. Наряду с этим приведена сводка результатов, полученных этим методом в лабораторных экспериментах по измерению атомных констант — времен жизни и сечений столкновительной релаксации выстраивания возбужденных атомов инертных газов. Эти константы могут быть использованы в астрофизических приложениях и, в частности, в практических задачах магнитометрии солнечной атмосферы.

Автор приносит благодарность Я. Б. Зельдовичу, Д. А. Варшаловичу, В. Н. Ребане и М. П. Чайке.

Научно-исследовательский институт физики
при Ленинградском государственном университете
им. А. А. Жданова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980.
2. Hanle W. — *Zs. Phys.*, **1924**, Bd. 30, S. 93.
3. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.
4. Александров Е. Б. — *УФН*, **1972**, т. 107, с. 595.
5. Рузмайкин А. А. — *Астрон. ж.*, **1976**, т. 53, с. 550.
6. Феофилов П. П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. — М.: Физматгиз, 1959.
7. Показаньев В. Г., Скроцкий Г. В. — *УФН*, **1972**, т. 107, с. 623.
8. Новиков Л. Н., Скроцкий Г. В., Соломахо Г. И. — *УФН*, **1974**, т. 113, с. 597.
9. Barrat J. P. — *J. Phys. et rad.*, **1959**, t. 20, p. 541, 633, 657.
10. Barrat J. P. — *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, **1961**, v. 263, p. 371.
11. Cohen-Tannoudji C. — *Ann. de Phys.*, **1962**, t. 7, p. 423.
12. Чайка М. П. — *Автометрия*, **1979**, № 1, с. 104.
13. Fano U., Racah G. *Irreducible Tensorial Sets*. — N.Y.: Academic Press, 1959.
14. Дьяконов М. И. — *ЖЭТФ*, **1964**, т. 47, с. 2213.
15. Эдмондс А. — В кн.: Деформация атомных ядер. — М.: ИЛ, 1958.
16. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. — Л.: Наука, 1975.
17. Sahal-Brechot S. et al. — *Astron. and Astrophys.*, **1977**, v. 59, p. 223.
18. Bommier V., Sahal-Brechot S. — *Ibid.*, **1978**, v. 69, p. 57.
19. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970.
20. Colegrove F. D. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, **1959**, v. 3, p. 420.
21. Заставенко Л. Г., Хрусталева О. А. — *Опт. и спектр.*, **1961**, т. 11, с. 441.
22. Frankent P. A. — *Phys. Rev.*, **1961**, v. 121, p. 508.
23. Варшалович Д. А. — *УФН*, **1970**, т. 101, с. 369.
24. Варшалович Д. А. — *Письма ЖЭТФ*, **1966**, т. 4, с. 180.
25. Perkins et al. — *Astrophys. J.*, **1966**, v. 145, p. 361.
26. Варшалович Д. А. — *ЖЭТФ*, **1969**, т. 56, с. 614.
27. Варшалович Д. А., Комберг Б. В. — *Астрон. ж.*, **1971**, т. 48, с. 1085.
28. Mies F. H. — *Astrophys. J.*, **1975**, v. 202, p. 823.
29. Varshalovich D. A., Chagny G. F. — *Icarus*, **1980**, v. 43, p. 385.
30. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. — М.: ИЛ, 1949.
31. Шкловский И. С. Физика солнечной короны. — М.: Физматгиз, 1962.
32. Ohman Y. — *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **1929**, v. 89, p. 479.
33. Lyot B. — *C.R.Ac. Sci.*, **1934**, v. 198, p. 249.
34. Lyot B. — *Ibid.*, **1936**, v. 202, p. 392.
35. Zanstra H. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **1950**, v. 110, p. 491.
36. Thiessen G. — *Zs. Astrophys.*, **1951**, Bd. 30, S. 8.
37. Hyder C. L. — *Astrophys. J.*, **1964**, v. 140, p. 817.
38. Warwick J. W., Hyder C. L. — *Ibid.*, **1965**, v. 141, p. 1362.

39. Hyder C. L.— Ibid., p. 1374.
40. Никольский Г. М., Хецуриани Т. С.— Астрон. ж., 1969, т. 46, с. 1040.
41. Leroy J. L., Ratier G., Bommier V.— Astron. and Astrophys., 1977, v. 54, p. 811.
42. Bommier V.— Ibid., 1980, v. 87, p. 109.
43. Bommier V.— In: Proc. of Intern. Astronomical Union Colloq. № 44, Oslo, August 14–18, 1978.— P. 93.
44. Bommier V., Sahal-Brechot S.— Ibid., P. 87.
45. Heasley J. M. et al.— Astrophys. J., 1974, v. 192, p. 181.
46. Bommier V., Leroy J. L., Sahal-Brechot S.— Astron. and Astrophys., 1981, v. 100, p. 231.
47. House L. L., Cohen L. C.— Astrophys. J., 1969, v. 157, p. 216.
48. Beckers J. M.— In: Solar Magnetic Fields/Ed. by R. Howard.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1970.— P. 3.
49. Stenflo J. O.— Rept. Progr. Phys., 1978, v. 41, p. 865.
50. Hyder C. L.— Solar Phys., 1968, v. 5, p. 29.
51. Lamb F. K.— Ibid., 1970, v. 12, p. 186.
52. Степанов В. Е., Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 1962, т. 28, с. 166.
53. Tanberg-Hanssen E.— Цит. в ⁴⁸ сб.— P. 192.
54. Charvin P.— Ann. Astrophys., 1965, v. 28, p. 877.
55. Гонасюк С. И.— Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 1979, т. 60, с. 108.
56. House L. L.— J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer, 1970, v. 10, p. 909.
57. House L. L.— Ibid., p. 1171.
58. House L. L.— Ibid., 1971, v. 11, p. 367.
59. House L. L.— Solar Phys., 1972, v. 23, p. 103.
60. House L. L.— Цит. в ⁴⁸ сб.— P. 130.
61. Hyder C. L.— Astrophys. J., 1965, v. 141, p. 1382.
62. Hyder C. L. et al.— Ibid., 1968, v. 154, p. 1039.
63. Sahal-Brechot S.— Astron. and Astrophys., 1974, v. 32, p. 147.
64. Sahal-Brechot S.— Ibid., v. 36, p. 355.
65. Sahal-Brechot S.— Astrophys. J., 1977, v. 213, p. 887.
66. Stenflo J. O.— Astron. and Astrophys., 1976, v. 46, p. 61.
67. Stenflo J. O., Stenholm L.— Ibid., p. 69.
68. Stenflo J. O.— Ibid., 1978, v. 66, p. 241.
69. Lombardi M., Pebaud-Peyroula J. C.— C.R.Ac. Sci., 1965, t. 261, p. 1485.
70. Каллас Х., Чайка М.— Опт. и спектр., 1969, т. 27, с. 694.
71. Carrington C. G., Cornue A.— Opt. Commun., 1969, v. 1, p. 115.
72. Чайка М. П.— Опт. и спектр., 1971, т. 30, с. 822.
73. Чайка М. П.— Ibid., т. 31, с. 513.
74. Чайка М. П.— Ibid., с. 670.
75. Перель В. И., Рогова И. В.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1012.
76. Рогова И. В.— Опт. и спектр., 1974, т. 37, с. 8.
77. Казанцев С. А., Кислинг А., Чайка М. П.— Опт. и спектр., 1973, т. 34, с. 1227.
78. Казанцев С. А., Кислинг А., Чайка М. П.— Ibid., 1974, т. 36, с. 1030.
79. Казанцев С. А., Рысь А. Г., Чайка М. П.— Ibid., 1978, т. 44, с. 425.
80. Казанцев С. А. и др.— Ibid., 1979, т. 46, с. 1096.
81. Carrington C. G., Cornue A.— J. Phys. Ser. B, 1971, v. 4, p. 849.
82. Grandin J. P., Lecleue D., Margerie J.— C. R. Ac. Sci., 1971, t. 272, p. B929.
83. Lemoigne J. P., Husson X., Margerie J.— Opt. Comm., 1975, v. 15, p. 241.
84. Husson X., Margerie J.— Ibid., 1972, v. 5, p. 139.
85. Казанцев С. А., Марков В. П., Чайка М. П.— Опт. и спектр., 1973, т. 34, с. 854.
86. Казанцев С. А., Ползик Е. С.— Ibid., 1976, т. 41, с. 1092.
87. Казанцев С. А., Рысь А. Г.— Ibid., 1977, т. 43, с. 575.
88. Kazantsev S. A.— In: Summaries of contributions of the II EGAS Conference.— Paris, 1979.— № 144.
89. Казанцев С. А., Рысь А. Г., Чайка М. П.— Опт. и спектр., 1983, т. 54, вып. 2.
90. Жечев Д., Казанцев С. А., Чайка М. П.— В кн.: Материалы VII Национальной конференции по спектроскопии.— Болгария, 1976.— С. А 11.
91. Григорьева В. Н. и др.— Опт. и спектр., 1983, т. 54, вып. 3.

92. Котликов Е. Н.— Вестн. Ленингр. ун-та, **1976**, № 10, с. 159.
93. Дьяконов М. И., Перель В. И.— ЖЭТФ, **1965**, т. 48, с. 345.
94. Carrington C. G.— J. Phys. Ser. B, **1972**, v. 5, p. 1572.
95. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.— М.: Атомиздат, 1968.
96. Roueff E., Abgrall H.— J. de Phys., **1977**, t. 38, p. 1485.
97. Никитин Е. Е., Бурштейн А. И.— В кн.: Газовые лазеры.— Новосибирск: Наука. 1977.— С. 7.
98. Lewis E. L.— Phys. Rept., **1980**, v. 58, p. 1.
99. Baylis W. E.— In: Progress in Atomic Spectroscopy/Ed. by W. Hanle, H. Kleinpoppen.— N.Y.; Lnd: Plenum Press, 1979.— P. 1227.
100. Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Теория столкновения атомных частиц.— М.: Наука, 1981.
101. Leroy J. L.— Solar Phys., **1981**, v. 71, p. 285.
102. Митчелл А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы.— М.: ОНТИ, 1937.
103. Каган Ю. М., Христов Н. Н.— Опт. и спектр., **1969**, т. 26, с. 886.
104. Omont A.— J. de Phys., **1965**, t. 26, p. 26.
105. Faroux J. P. These.— Paris, 1969.
106. Carrington C. G., Corney A.— J. Phys. Ser. B, **1971**, v. 4, p. 869.
107. Grandin J. P.— J. Phys., **1973**, t. 34, p. 403.
108. Grandin J. P., Husson X.— Ibid., **1978**, t. 39, p. 933.
109. Grandin J. P., Husson X.— Ibid., **1981**, t. 42, p. 33.
110. Carrington C. G., Corney A., Durrant A. V.— J. Phys. Ser. B, **1972**, v. 5, p. 1001.
111. Landman D. A.— Phys. Rev., **1968**, v. 173, p. 33.
112. Buchhaupt K.— Zs. Naturforsch., **1969**, Bd. 24a, S. 1058.
113. Buchhaupt K.— Ibid., **1972**, Bd. 27a, S. 572.
114. Carre M. et al.— J. Phys., **1977**, t. 38, p. 553.
115. Carre M., Lombardi M.— Ibid., p. 571.
116. Carre et al.— Ibid., **1981**, t. 42, p. 235.
117. Chien C.W.T. et al.— Can. J. Phys., **1972**, v. 50, p. 116.
118. Багаев С. А. и др.— Опт. и спектр., **1980**, т. 48, с. 17.
119. Багаев С. А., Евтушенко Н. Н., Кандерова Л. П., Смирнов В. Б.— В кн. Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции ЭАС.— Л., 1981.— С. 108.
120. Казанцев С. А., Марков В. П.— Опт. и спектр., **1974**, с. 36, с. 613.
121. Descomps B. et al.— C. R. Ac. Sci. Ser. B, **1960**, t. 251, p. 941.
122. Kindlmann P. J., Bennett W. R.— Bul. Amer. Phys. Soc., **1963**, v. 8, p. 87.
123. Faure A. et al.— C.R. Ac. Sci., **1963**, t. 256, p. 5088.
124. Fowler R. G. et al.— Proc. Phys. Soc., Ser. A, **1964**, v. 84, p. 539.
125. Pendleton W. P., Jr., Hughes R. H.— Phys. Rev. Ser. A, **1965**, v. 138, p. 683.
126. Bridgett K. A., King T. A.— Proc. Phys. Soc. Ser. A, **1967**, v. 92, p. 75.
127. Mauleau M., Descoubes J. P.— C. R. Ac. Sci., Ser. B, **1967**, t. 264, p. 1653.
128. Ошерович А. Л., Веролайнен Я. Ф.— Опт. и спектр., **1968**, т. 24, с. 162.
129. Allen L. et al.— J. Opt. Soc. Amer. **1969**, v. 59, p. 842.
130. Martinson I. et al.— Ibid., **1970**, v. 60, p. 352.
131. Buchhaupt K., Drtill W.— Zs. Naturforsch., **1967**, Bd. 22, S. 2126.
132. Ching Bing S. A. et al.— Amer. J. Phys., **1970**, v. 38, p. 352.
133. Peresse J. et al.— C.R.Ac. Sci., **1972**, t. 274, p. B791.
134. Nicols L. L., Wilson W. E.— Appl. Opt., **1968**, v. 7, p. 167.
135. Pochat A. et al.— J. Chem. Phys. et Phys. Chim. Biol., **1973**, v. 70, p. 936.
136. Bukow H. H., Heine G., Reinke M.— J. Phys. Ser. B, **1977**, v. 10, p. 2347.
137. Von Oppen G. et al.— Zs. Phys. Ser. A, **1978**, Bd. 286, S. 243.
138. Khayrallah G. A., Smith S. J.— Phys. Rev. Ser. A, **1978**, v. 18, p. 559.
139. Yellin J. et al.— Phys. Lett., **1973**, v. 30, p. 417.
140. Astner G. et al.— Zs. Phys. Ser. A, **1976**, Bd. 279, S. 1.
141. Martinson I., Bickel W. S.— Phys. Lett. Ser. A, **1969**, v. 30, p. 524.
142. Варшалович Д. А.— ЖЭТФ, **1967**, т. 52, с. 242.
143. Gabriel A. H., Heddle D. W. O.— Proc. Roy. Soc., **1960**, v. A258, p. 124.
144. Burger J. M., Lurio A.— Phys. Rev. Ser. A, **1971**, v. 3, p. 64.
145. Королев Ф. А., Одицов В. И.— Опт. и спектр., **1965**, т. 18, с. 968.
146. Carre M. et al.— Phys. Rev. Lett., **1971**, v. 27, p. 1407.

147. Дьяконов М. И., Перель В. И.—ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1483.
148. Чайка М. П.—Опт. и спектр., 1975, т. 39, с. 1015.
149. Hänsch T. et al.—Zs. Phys., 1968, v. 209, p. 478.
150. Descomps B., Dumont M.—IEEE J. Quantum Electron, 1968, v. QE-4, p. 916.
151. Fournier F. et al.—C. R. Ac. Sci. Ser. B, 1969, t. 268, p. 1495.
152. Scheerer L. D.—Phys. Rev. 1969, v. 180, p. 83.
153. Калитеевский и др.—Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1949.
154. Grauber F., Hermann G.—Zs. Phys. Ser. A, 1978, Bd. 289, S. 21.
155. Yabuzaki T., Manabe T.—J. Phys. Soc. Japan, 1979, v. 47, p. 343.
156. Brandenberger J. R., Rose B. R.—Opt. Comm. 1981, v. 36, p. 453.
157. Казанцев С. А., Чайка М. П.—Опт. и спектр., 1971, т. 31, с. 510.
158. Казанцев С. А., Эйдук В. И.—Опт. и спектр., 1978, т. 45, с. 858.
159. Pinard M., van der Linde J.—Can. J. Phys., 1974, v. 52, p. 1615.
160. Series G. W.—Phys. Soc.—Rept. Progr. Phys., 1959, v. 22, p. 280.
161. Ladenburg R.—Rev. Mod. Phys., 1933, v. 5, p. 243.
162. Doherty L. R.—P. D. Thesis,—Michigan, 1962.
163. Bennet W. R., Kindlmann P. J.—Phys. Rev., 1966, v. 149, p. 38.
164. Klose J. Z.—Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 181.
165. Rosenberger D., Thum J.—Zs. Naturforsch., 1966, Bd. 21a, S. 175.
166. Hänsch Th., Toschek P.—Thys. Lett., 1966, v. 22, p. 151.
167. Irwin J. C., Nodwell R. A.—Can. J. Phys., 1966, v. 44, p. 1781.
168. Ошерович А. Л., Веролайн Я. Ф.—Опт. и спектр., 1967, т. 22, с. 329.
169. Бакоши И., Сигети И.—Опт. и спектр., 1967, т. 23, с. 478.
170. Hänsch Th. et al.—Zs. Phys., 1968, Bd. 209, S. 478.
171. Denis A. et al.—C. R. Ac. Sci. Ser. B, 1968, Bd. 266, S. 1016.
172. Descomps B., Dumont M.—IEEE J. Quantum Electron, 1968, v. QE-4, p. 916.
173. Nodwell R. A. et al.—J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer, 1968, v. 8, p. 859.
174. Каллас Х. В., Ребане В. Н., Чайка М. П.—В кн. Физика газовых лазеров.—Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1969.—С. 94.
175. Иванов Э. И., Чайка М. П.—Опт. и спектр., 1970, т. 29, с. 625.
176. Assousa C. E. et al.—J. Opt. Soc. Amer., 1970, v. 60, p. 1311.
177. Ducloy M. et al.—J. Phys., 1970, t. 31, p. 533.
178. Bridges J. M., Wiese W. L.—Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 2, p. 285.
179. Shofstall D. R., Ellis D. G.—J. Opt. Soc. Amer., 1970, v. 60, p. 894.
180. Bengtson R. D., Miller M. H.—Ibid., 1970, v. 60, p. 1093.
181. Liu C. H. et al.—Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 222.
182. Kohl J. A. et al.—J. Opt. Soc. Amer., 1971, v. 61, p. 1656.
183. Arrathon R., Sealer D. A.—Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 4, p. 815.
184. Тодоров Г. П.—Автореферат к кандидатской диссертации.—Л., 1973.
185. Lawrence T. N., Head C. E.—Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 8, p. 1644.
186. Ошерович А. Л., Иванов В. Н.—Вестн. Ленингр. ун-та, 1973, № 22, с. 154.
187. Anderson T.—Nucl. Instr. and Meth., 1973, v. 110, p. 35.
188. Yamagishi A., Inaba H.—Opt. Comm., 1974, v. 12, p. 213.
189. Shectman R. M. et al.—J. Opt. Soc. Amer., 1973, v. 63, p. 99.
190. Harde H., Guthohrlein G.—Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 10, p. 1488.
190. Harde H., Guthohrlein G.—Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 10, p. 1488.
191. Inatsugu S., Holmes J. R.—Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 11, p. 26.
192. Груздев П. Ф., Логинов А. В.—Опт. и спектр., 1978, т. 45, с. 1050.
193. Chang R. S. F., Setser D. M.—J. Chem. Phys., 1980, v. 72, p. 4099.
194. Им Тхек-де, Раутиан С. Г., Сапрыкин Э. Г., Шалагин А. М.—Опт. и спектр., 1980, т. 49, с. 438.
195. Богданова И. П., Казанцев С. А., Чайка М. П.—Ibid., 1983, т. 54, вып. 4.
196. Shütz W.—Ann. d. Phys., 1933, Bd. 18, S. 705.
197. Phelps A.—Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 1230.
198. Gold A., Knox R.—Ibid., 1959, v. 113, p. 834.
199. Stats et al.—J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 2625.
200. Королев Ф. и др.—Опт. и спектр., 1964, т. 16, с. 555.
201. Lewis E.—Proc. Phys. Soc., 1967, v. 92, p. 817.
202. Lawrence G., Liszi H.—Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 122.
203. Geiger J.—Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 33, p. 315.
204. Jongh J., Eck J.—Physica, 1971, v. 51, p. 104.

205. Казанцев С. А. и др.— *Опт. и спектр.*, 1978, т. 45, с. 816.
206. Груздев П. Ф., Логинов А. В.— *Ibid.*, 1973, т. 53, с. 3.
207. Афанасьева Н. В., Груздев П. Ф.— *Ibid.*, 1975, т. 38, с. 378.
208. Груздев П. Ф., Логинов А. В.— *Ibid.*, с. 411, 1056.
209. Scheerer L. D.— *Phys. Rev.*, 1969, v. 188, p. 505.
210. Grandin J. P.— *J. de Phys.*, 1973, t. 34, p. 403.
211. Grandin J. P., Hausson X.— *Ibid.*, 1978, t. 39, p. 933.
212. Grandin J. P., Husson X.— *Ibid.*, 1981, t. 42, p. 33.
213. Казанцев С. А. Автореферат кандидатской диссертации — Л., ЛГУ, 1973.
214. Веролайн Я. Ф., Ошерович А. Л.— *Опт. и спектр.*, 1968, т. 25, с. 466.
215. Klose J. Z.— *J. Opt. Soc. Amer.*, 1968, v. 58, p. 1509.
216. Chenevier M., Goullet G.— *J. Phys.*, 1969, t. 30, p. C1-84.
217. Малахов Ю. И., Потемкин В. Г.— *Опт. и спектр.*, 1972, т. 32, с. 245.
218. Ерман Р., Martinson I.— *Phys. Scripta*, 1973, v. 8, p. 269.
219. Юшерович А. Л. и др.— *Вестн. Ленингр. ун-та*, 1974, № 22, с. 7.
220. Груздев П. Ф., Логинов А. В.— *Опт. и спектр.*, 1975, т. 38, с. 411.
221. Афанасьева Н. В., Груздев П. Ф.— *Ibid.*, с. 794.
222. Lawrence G. H.— *Phys. Rev.*, 1968, v. 175, p. 40.
223. Landman D. A., Dobrin R.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1973, v. 8, p. 1868.
224. Lefevre Seguin V., Leduc M.— *J. Phys. Ser. B*, 1977, v. 10, p. 2157.
225. Малахов В. П.— *Изв. вузов. Сер. «Физика»*, 1965, № 1, с. 1801.
226. Ошерович А. Л., Веролайн Я. Ф.— *Вестн. Ленингр. ун-та*, 1967, вып. 1, с. 140.
227. Delgado A. et al.— *Zs. Phys.*, 1972, Bd. 257, S. 9.
228. Груздев П. Ф., Логинов А. В.— *Опт. и спектр.*, 1975, т. 38, с. 1056.
229. Chenevier M., Moskowitz P. A.— *J. de Phys.*, 1974, t. 35, p. 410.
230. Житников Р. А., Окуневич А. И.— *Опт. и спектр.*, 1974, т. 36, с. 438.
231. Suzuki T., Shimoda K.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1977, v. 43, p. 233.
232. Le Gouet J.-L., Vetter R.— *J. Phys. Ser. B*, 1980, v. 13, p. L147.
233. Allen L., Jones D.— *J. Opt. Soc. Amer.*, 1969, v. 59, p. 842.
234. Веролайн Я. Ф., Ошерович А. Л.— *Опт. и спектр.*, 1969, т. 27, с. 31.
235. Каримов Р. Г., Коимкин В. М.— *Изв. вузов. Сер. «Физика»*, 1971, т. 3, с. 24.
236. Jimenez E. et al.— *J. Opt. Soc., Amer.*, 1974, v. 64, p. 1007.
237. Груздев П. Ф., Логинов А. В.— *Опт. и спектр.*, 1976, т. 41, с. 176.
238. Алипова Э. А., Котликов Е. Н.— *Ibid.*, 1977, т. 43, с. 1000.
239. Жечев Д. З.— *Ibid.*, 1980, т. 49, с. 465.
240. Атаджанов А. Р., Котликов Е. Н., Чайка М. П.— *Ibid.*, 1981, т. 50, с. 817.
241. Котликов Е. Н., Брюховецкий А. П.— *Ibid.*, 1980, т. 49, с. 1105.
242. Казанцев С. А.— *Ibid.*, 1982, т. 52, с. 931.
243. Kazantsev S. A., Rus A. G., Chaika M. P.— *In: Proc. of Intern Conference on Phenomena of Ionized Gases.— Minsk*, 1981, p. 419.
244. Цендин Л. Д.— *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, с. 1636.
245. Цендин Л. Д., Голубовский Ю. Б.— *ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 1839.
246. Зайцев В. В., Миленин В. М.— *ЖТФ*, 1979, т. 49, с. 2521.
247. Воробьева Н. А., Миленин В. М., Цендин Л. Д.— *Ibid.*, с. 763.
248. Зайцев В. В. и др.— *ТВТ*, 1979, т. 17, с. 20.
249. Зайцев В. В. и др.— *ТВТ*, 1980, т. 18, с. 944.
250. Миленин В. М.— *Опт. и спектр.*, 1979, т. 46, с. 1209.
251. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В.— *УФН*, 1960, т. 70, с. 201, 393.
252. Казанцев С. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1983, т. 37, с. 131.