

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Физический факультет

Никитин Сергей Юрьевич

Рассеяние лазерного излучения в однородных газовых и в жидких
дисперсных средах

Специальности 01.04.21 – Лазерная физика и 03.01.02 – Биофизика

Диссертация

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2015 г.

Аннотация

Теоретически исследованы обратное вынужденное комбинационное рассеяние и нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах, а также рассеяние лазерного пучка в жидкой дисперсной среде, представляющей собой суспензию красных клеток крови. Исследован режим вынужденного комбинационного рассеяния света в сжатом водороде, обусловленный влиянием антистоксовой компоненты, при котором эффективность преобразования лазерного излучения в обратную первую стоксову компоненту рассеяния превышает 90%. Изучено влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

Предложены алгоритмы обработки данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке, позволяющие измерять ширину и асимметрию распределения клеток крови по деформируемости. Установлено, что быстрый расчет рассеяния лазерного пучка на частицах, моделирующих красные клетки крови, возможен в лучевой волновом приближении, когда падающее излучение и свет внутри частицы представляются набором лучей, а свет за ее пределами – в виде набора сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы.

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние лазерного излучения в сжатом водороде	15
1.1. Режим обратного вынужденного комбинационного рассеяния, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент.....	15
1.2. Экспериментальные исследования обратного ВКР в водороде.....	17
1.3. Двухволновая модель квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния в поле сфокусированного пучка накачки.....	21
1.4. Удельный коэффициент усиления ВКР в водороде и разность поляризуемостей молекулы в состояниях, образующих комбинационно-активный переход.....	25
1.5. Модель случайного телеграфного сигнала в теории ВКР шумовой накачки.....	31
1.6. Влияние длины волны и спектральной ширины накачки на эффективность обратного ВКР в водороде.....	42
1.7. Обсуждение результатов.....	48
Глава 2. Динамика обратного вынужденного комбинационного рассеяния	50
2.1. Введение.....	50
2.2. Основные динамические режимы рассеяния.....	54
2.3. Рассеяние гауссова импульса накачки.....	63
2.4. Рассеяние сфокусированного пучка накачки.....	68
2.5. Рассеяние в режиме компрессии импульса.....	81
2.6. Обсуждение результатов.....	88
Глава 3. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах и статистическая механика газообразной среды	90
3.1. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах.....	90
3.2. Теория нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.....	98
3.3. Коэффициент диффузии молекул в газе.....	105
3.4. Корреляционная функция и время корреляции тепловой скорости молекулы газообразной среды.....	106
3.5. Время корреляции тепловой скорости и молекулярные параметры.....	109
3.6. Результат расчета импульсного отклика.....	110
3.7. Дисперсия смещения и коэффициент диффузии молекул газа.....	111
3.8. О возможности измерения параметров газообразной среды методом нестационарного КАРС.....	112
3.9. Численные оценки для водорода.....	115
3.10. Нестационарное КАРС и диффузия молекул в газах.....	115

3.11. Обсуждение результатов.	116
Глава 4. Рассеяние лазерного пучка на ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови.	118
4.1. Введение.	118
4.2. Оптические параметры эритроцита.	119
4.3. Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке.	120
4.4. Рассеяние света крупной оптически мягкой частицей.	122
4.5. Дифракция Фраунгофера.	125
4.6. Дифракция на прозрачном эллиптическом диске.	128
4.7. Дифракция на эллиптическом диске с произвольными координатами центра. ...	132
4.8. Дифракция Фраунгофера на ансамбле частиц.	134
4.9. Регулярно расположенные частицы.	136
4.10. Хаотически расположенные частицы. Правило сложения интенсивностей.	137
4.11. Рассеяние лазерного пучка на однородном ансамбле прозрачных эллиптических дисков.	139
4.12. Обсуждение результатов.	140
Глава 5. Лазерная дифрактометрия и измерение статистических характеристик неоднородных ансамблей эритроцитов.	142
5.1. Введение.	142
5.2. Дифракция лазерного пучка на неоднородном ансамбле частиц.	143
5.3. Дифракция лазерного пучка на неоднородном по размерам ансамбле частиц. ...	143
5.4. Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в лазерном дифрактометре.	144
5.5. Рассеяние света на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в сдвиговом потоке.	153
5.6. Оценка дисперсии деформируемости эритроцитов по данным лазерной дифрактометрии.	159
5.7. Алгоритм характеристической точки.	164
Глава 6. Новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов.	171
6.1. Введение.	171
6.2. О возможности определения доли слабо деформируемых эритроцитов в образце крови методом лазерной дифрактометрии.	171
6.3. Определение асимметрии распределения эритроцитов по формам на основе данных лазерной дифрактометрии.	173
6.4. Распределение интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального дифракционного максимума.	174

6.5.	Форма линии изоинтенсивности.	177
6.6.	Полярные точки линии изоинтенсивности.	179
6.7.	Радиусы кривизны линии изоинтенсивности в полярных точках.	181
6.8.	Алгоритм кривизны линии изоинтенсивности.	186
6.9.	Алгоритм центра дифракционной картины.	191
6.10.	Обсуждение результатов.	205
Глава 7. Лучеволновое приближение в теории рассеяния света частицами, моделирующими красные клетки крови.		207
7.1.	Введение.	207
7.2.	Рассеяние света частицами сложной формы: методы анализа и результаты.	208
7.3.	Задача о рассеянии лазерного пучка сфероидальной частицей.	210
7.4.	Дискретно-дипольное приближение.	210
7.5.	Приближение геометрической оптики.	213
7.6.	Лучеволновое приближение.	215
7.7.	Вычисление дифракционного интеграла.	217
7.8.	Сечение рассеяния и фазовая функция как характеристики рассеяния света частицей.	218
7.9.	Приближение физической оптики.	219
7.10.	Рассеяние лазерного излучения на цилиндрической частице.	221
7.11.	Рассеяние лазерного излучения на сферических частицах.	221
7.12.	Рассеяние лазерного излучения на сфероидальных частицах.	223
7.13.	Обсуждение результатов.	225
Благодарности.		227
Литература.		228

Введение.

В диссертации представлены теоретические исследования обратного вынужденного комбинационного рассеяния и нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах, а также рассеяния лазерного пучка на суспензии эритроцитов в сдвиговом потоке. Различные аспекты рассеяния лазерного излучения в газовых и в жидких дисперсных средах рассматриваются в наших работах [1 - 110].

Актуальность темы

Физические процессы, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с веществом, используют для управления движением микроскопических частиц, для сверхглубокого охлаждения атомов, для сильного локального воздействия на вещество, включая его плавление, испарение и ионизацию. Эти процессы можно использовать для управления параметрами лазерного излучения, а также для диагностики вещества и различных материалов, включая живую материю. В реализации этих возможностей важная роль принадлежит теоретической физике, которая позволяет строить математические модели взаимодействия света и вещества. Разумеется, никакая модель не в состоянии описать физическое явление во всем его многообразии. Однако теоретическая модель, особенно аналитическая теория, способна выявить важные функциональные соотношения между параметрами, характеризующими данное явление, и подсказать пути дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Теоретическое моделирование помогает лучше понять физические процессы, и на этой основе оптимизировать работу технических устройств, разработать новые алгоритмы измерения и т.п.

В настоящей работе мы теоретически рассматриваем процессы обратного вынужденного комбинационного рассеяния и нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах, а также рассеяние лазерного пучка на суспензии эритроцитов в сдвиговом потоке.

Фундаментальной задачей лазерной физики является задача управления параметрами лазерного излучения: его частотой, когерентностью, длительностью импульса, мощностью. Один из способов решения этой задачи состоит в использовании явления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света в различных средах. При таком рассеянии частота лазерного излучения изменяется на величину, равную частоте молекулярных колебаний. Известно, что этот способ позволяет улучшать пространственную

когерентность лазерного излучения, осуществлять когерентное суммирование излучений нескольких лазерных модулей, осуществлять компрессию (сжатие) лазерных импульсов с одновременным повышением их пиковой мощности и увеличением крутизны переднего фронта импульса. В качестве рассеивающей среды часто используют сжатые молекулярные газы (водород, дейтерий, метан), заключенные в кюветы с размером порядка метра. При этом квантовая эффективность преобразования лазерного излучения в первую стоксову компоненту рассеяния обычно не превышает 50%. Поэтому актуален поиск способов повышения эффективности ВКР и уменьшения размеров преобразователей излучения. Одна из таких возможностей обсуждается в настоящей работе.

Сверхкороткие лазерные импульсы и фокусировка лазерного излучения предоставляют уникальные возможности для изучения сверхбыстрых физических процессов в очень малых объемах среды. Такие процессы происходят, в частности, при нестационарном когерентном антистоксовом рассеянии лазерного излучения. В настоящей работе анализируется влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

Актуальная задача современной биомедицинской диагностики состоит в измерении физических параметров красных клеток крови – эритроцитов. Одним из таких параметров является деформируемость, определяемая как мера способности клеток изменять свою форму под действием внешних сил. Для измерения этого параметра используют разные способы: метод всасывания эритроцита в микропипетку, метод механической фильтрации крови, метод лазерного пинцета. Одним из наиболее удобных методов измерения деформируемости эритроцитов является метод лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрия). Этот метод основан на наблюдении и анализе дифракционных картин, возникающих при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов, деформированных силами вязкого трения в потоке жидкости. Обычно методом лазерной дифрактометрии измеряют среднюю деформируемость эритроцитов в исследуемом образце крови. Однако разные клетки крови здорового, а тем более больного человека, обладают разной способностью к деформации. С этой точки зрения деформируемость следует рассматривать как статистическую характеристику ансамбля эритроцитов и использовать для ее описания такие понятия как функция распределения, среднее значение и дисперсия. Возникает вопрос: можно ли измерять статистические характеристики неоднородных ансамблей эритроцитов методом лазерной

дифрактометрии? Поиску ответа на этот вопрос посвящены две главы настоящей работы.

Решение задачи о рассеянии лазерного пучка на ансамбле эритроцитов базируется на представлении о том, как рассеивает лазерное излучение отдельная клетка крови. Для решения этой задачи в настоящее время применяют такие универсальные методы расчета как дискретно-дипольное приближение и метод конечных разностей во временном представлении. Эти методы позволяют получать весьма точные результаты, однако они весьма трудоемки и требуют большого времени (часы) для проведения численных расчетов. Возникает вопрос: нельзя ли подобрать такой метод расчета рассеяния света эритроцитом, который позволил бы находить картину рассеяния значительно быстрее без существенной потери точности вычислений? Один из таких методов предлагается в настоящей работе.

Цели работы

[1]. Изучить режим обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния.

[2]. Проанализировать влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

[3]. Изучить рассеяние лазерного пучка на неоднородных ансамблях эритроцитов в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра.

[4]. Найти способ быстрого расчета рассеяния лазерного пучка на эритроцитах и их агрегатах.

Основные задачи

[1]. Вычислить эффективность обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде как функцию длины волны и спектральной ширины накачки, энергии, длительности и формы импульса накачки, давления газообразной среды и условий фокусировки пучка накачки.

[2]. Провести прямой расчет корреляционной функции тепловой скорости молекулы газообразной среды на основе законов классической механики и статистики.

[3]. Вычислить время корреляции тепловой скорости молекулы газа и найти связь этого параметра с другими параметрами газообразной среды, такими как среднее время свободного пробега молекул, газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул, средняя тепловая скорость молекул и давление газа.

[4]. Разработать аналитическую модель рассеяния лазерного пучка на неоднородном ансамбле эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[5]. Найти связь дисперсии размеров эритроцитов и видности дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[6]. Разработать алгоритмы измерения средней деформируемости эритроцитов, а также ширины и асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости на основе данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке.

Научная новизна

[1]. Впервые построена модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в газах, позволяющая оценивать эффективность этого процесса с учетом таких факторов как мощность и длина волны накачки, ширина спектра накачки, длительность импульса накачки, давление газа и условия фокусировки лазерного излучения.

[2]. Впервые найдено соотношение между импульсным откликом газообразной среды, измеряемым методом нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света, и параметрами этой среды, такими как газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул, давление газа.

[3]. Предложена новая модель ансамбля эритроцитов, позволяющая оценивать статистические характеристики деформируемости клеток крови на

основе данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

[4]. Разработаны новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии), позволяющие оценивать ширину и асимметрию распределения клеток крови по деформируемости.

[5]. Предложен и реализован новый подход к расчету картины рассеяния лазерного излучения эритроцитом, позволяющий существенно увеличить скорость расчетов без потери точности вычислений.

Практическая ценность работы

[1]. Развита теоретическая модель позволяет проектировать и строить высокоэффективные компактные преобразователи лазерного излучения на основе процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния света в газах.

[2]. Указан способ измерения газокинетического диаметра молекул, концентрации молекул и давления газа на основе процесса нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света.

[3]. На основе предложенных принципов измерений может быть создан лазерный прибор для диагностики крови с новыми функциональными возможностями.

[4]. С помощью лучеволнового приближения можно выполнять быстрые расчеты рассеяния лазерного пучка на прозрачных диэлектрических частицах с волновым параметром размера более 50.

Основные результаты

[1]. Развита модель квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, учитывающая сильную перекачку энергии в обратную стоксову компоненту и фокусировку пучка накачки. Эта модель позволяет оценивать основные параметры преобразователя лазерного излучения, в частности, эффективность генерации обратной первой стоксовой компоненты как

функцию энергии импульса накачки, давления водорода, длины волны и спектральной ширины накачки.

[2]. Построена динамическая модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, учитывающая локальную и волновую нестационарность процесса и описывающая все основные динамические режимы рассеяния, а именно, квазистатический режим, режим релаксационных колебаний, переходный режим и режим компрессии импульсов.

[3]. На основе законов классической механики вычислена корреляционная функция тепловой скорости молекулы газообразной среды, описывающая влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах. Показано, что в ударном приближении эта функция является экспоненциальной, а время корреляции тепловой скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы газа.

[4]. Получены формулы, позволяющие измерять с помощью нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света такие параметры газообразной среды как концентрация молекул, температура и давление газа, а также коэффициент диффузии и газокинетический диаметр молекул газа.

[5]. Разработана аналитическая модель рассеяния лазерного пучка на ансамбле эритроцитов, деформированных силами вязкого трения в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра.

[6]. Установлена связь дисперсии размеров эритроцитов и видности дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[7]. На основе анализа рассеяния лазерного пучка частицами, моделирующими клетки крови, предложены новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Это алгоритм характеристической точки, алгоритм кривизны линии изоинтенсивности и алгоритм центра дифракционной картины. Новые алгоритмы позволяют оценивать параметры распределения клеток крови по деформируемости, а именно, среднюю деформируемость,

дисперсию деформируемости и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости.

[8]. Для расчетов рассеяния лазерного пучка эритроцитами и их агрегатами предложено новое приближение, названное лучеволновым приближением. В этом приближении падающее излучение и свет внутри частицы рассматриваются как набор лучей, а свет за ее пределами как набор сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы. Показано, что лучеволновое приближение соизмеримо по точности с дискретно-дипольным приближением, но существенно превосходит последнее по скорости счета для частиц с волновым параметром размера более 50.

Защищаемые положения

[1]. Двухволновая модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения удовлетворительно описывает этот процесс в сжатом водороде, правильно предсказывая эффективность процесса как функцию мощности и длины волны накачки, ширины спектра накачки, длительности импульса накачки, давления водорода и условий фокусировки лазерного излучения.

[2]. Влияние теплового движения молекул газообразной среды на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света определяется корреляционной функцией тепловой скорости молекулы газа. В ударном приближении эта функция является экспоненциальной, а время корреляции скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы газа.

[3]. Существует возможность измерения методом нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света таких параметров газообразной среды как газокинетический диаметр молекул, концентрация молекул и давление газа.

[4]. Существует определенное соотношение между дисперсией размеров эритроцитов и видностью дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[5]. Модель неоднородного ансамбля эллиптических дисков адекватна задаче об измерении статистических характеристик деформируемости эритроцитов методом лазерной дифрактометрии клеток крови в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

[6]. Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрия) позволяет измерять статистические характеристики неоднородных ансамблей клеток крови, в частности, дисперсию деформируемости и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости.

[7]. Быстрый расчет рассеяния лазерного пучка на частицах, моделирующих красные клетки крови, возможен в лучеволновом приближении, когда падающее излучение и свет внутри частицы представляются набором лучей, а свет за ее пределами – в виде набора сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих научных конференциях:

Всесоюзные конференции по когерентной и нелинейной оптике: Ереван, Армения, 1982, Москва, Россия, 1985, Минск, Белоруссия, 1988, Ленинград, Россия, 1991. V Советско-Чехословацкий семинар «Исследование структуры, физических свойств и энергетики биологически-активных молекул». Кошице – Прага, Чехословакия, 1990. XIV International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy. Bayreuth, Germany, 1991. XIII International conference on Raman Spectroscopy. Wurzburg, Germany, 1992. 8-th International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy. Vilnius, Lithuania, 1993. VI International Conference on Time-Resolved Vibrational Spectroscopy. Berlin, Germany, 1993. XIV International Conference on Raman Spectroscopy. Hong Kong, 1994. XVI International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Moscow, Russia, 1998. Second Italian-Russian Symposium on Ultrafast Optical Physics. Moscow, Russia, 1999. XVIII European CARS Workshop – CARS and related gas-phase diagnostics. Frascati, Italy, 1999. XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Minsk, Belarus, 2001. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. St. Petersburg, Russia, 2005. IX International Conference on Electromagnetic and Light Scattering

by Non-Spherical Particles: Theory, Measurements and Applications. St. Petersburg, Russia, 2006. XI International Conference on Electromagnetic and Light Scattering. Hatfield, England, 2008. III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика - 2010». Москва, Россия, 2010. International symposium on laser medical applications. Moscow, Russia, 2010. XIII International Conference on Electromagnetic and Light Scattering, Taormina, Italy, 2011. 19-th International Conference on Advanced Laser Technologies. Golden Sands resort, Bulgaria, 2011. Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков». Москва, Россия, 2011. V Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине». Троицк, Россия, 2012. IV съезд биофизиков России. Нижний Новгород, Россия, 2012. International Conference on Advanced Laser Technologies. Thun, Switzerland, 2012. Russian-Chinese Workshop on Biophotonics and Biomedical Optics. Saratov, Russia, 2012. Eurosummer school on biorheology and symposium on micro and nanomechanics and mechanobiology of cells, tissues and systems. Varna, Bulgaria, 2012. Ломоносовские чтения – 2013, секция физики. Москва, Физический факультет МГУ. International conference Days on Diffraction. Saint Petersburg, Russia, 2013. International Conference on Photonics and Imaging in Biology and Medicine. Wuhan, Hubei, P.R.China, 2013. Международная конференция по микроциркуляции и гемореологии. Ярославль, Россия, 2013. International Conference on Lasers, Applications, and Technologies. Moscow, Russia, 2013. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Moscow, Russia, 2013. International conference on Electromagnetic and Light Scattering. Lille, France, 2013. International Conference on Advanced Laser Technologies. Budva, Montenegro, 2013. Ломоносовские чтения – 2014, секция физики. Москва, Физический факультет МГУ. 7th International Conference "Inverse problems: modeling and simulation". Fethiye, Turkey, 2014. VI Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине». Троицк, Россия, 2014. International Conference on Laser Applications in Life Sciences. Ulm, Germany, 2014. Юбилейная научная конференция Ломоносовские чтения. Секция физики. Москва, Физический факультет МГУ, 2015.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 104 работы, из них в изданиях по списку ВАК 33, в зарубежных рецензируемых журналах 7, в других журналах, в монографиях, тематических сборниках и сборниках трудов конференций 22, в сборниках тезисов конференций 42.

Глава 1. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние лазерного излучения в сжатом водороде.

В этой главе диссертации рассматривается обратное вынужденное комбинационное рассеяние лазерного излучения, обусловленное параметрическим взаимодействием попутных стоксовой и антистоксовой компонент.

1.1. Режим обратного вынужденного комбинационного рассеяния, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент.

В 1969 году Н. Бломберген высказал идею о том, что параметрическое взаимодействие стоксовой и антистоксовой компонент может уменьшать инкремент усиления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света [114]. В 1973 году Ю. Е. Дьяков обратил внимание на то, что этот эффект возможен только для попутного рассеяния, но должен отсутствовать при ВКР назад. Отсюда следует, что при больших интенсивностях накачки можно ожидать резкой асимметрии рассеяния с преимущественным развитием ВКР назад [115]. В 1982 году Ю. Е. Дьяков и С. Ю. Никитин теоретически проанализировали взаимодействие накачки, антистоксовой, попутной стоксовой и обратной стоксовой компонент ВКР и сформулировали условия существования режима обратного ВКР, обусловленного параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент [1]. Главное из этих условий заключается в том, что комбинационно-активная среда должна иметь достаточно малую длину. В этом случае возможен режим ВКР, при котором накачка рассеивается преимущественно назад. В 1983 году Н. W. Bruesselbach, D. A. Rockwell, G. C. Valley, S. M. Wandzura сообщили об экспериментальном наблюдении подобного режима ВКР в сжатом водороде [118]. В этой работе квантовая эффективность генерации обратной первой стоксовой компоненты ВКР приближалась к 90%. Столь высокую эффективность авторы объяснили параметрическим взаимодействием попутных стоксовой и антистоксовой компонент, которое подавляет попутное рассеяние и приводит к преимущественному развитию ВКР назад. В 1984 году о наблюдении аналогичного режима ВКР в кристаллах кальцита и нитрата бария сообщили С. Н. Карпухин и В. Е. Яшин [120]. В этой работе при встречном ВКР была получена высокая эффективность преобразования энергии накачки в энергию стоксова излучения (80%) и показано, что она обусловлена четырехволновыми параметрическими процессами. В 1987 году

Р. Р. Бузялис, В. В. Гирдаускас, А. С. Дементьев, В. Б. Иванов, Е. К. Косенко, А. А. Мак, С. Б. Паперный, В. А. Серебряков [123] и В. Б. Иванов, А. А. Мак, С. Б. Паперный [124] сообщили о наблюдении обратного ВКР в режиме компрессии импульсов. В этих опытах в качестве комбинационно-активной среды использовался газообразный метан при давлении 30 атмосфер, а квантовая эффективность ВКР достигала 70%. В 1988 году Д. Е. Гахович, А. С. Грабчиков, Ю. Е. Дьяков, И. Н. Жмакин, В. П. Козич, Г. Г. Кот, С. Ю. Никитин, В. А. Орлович сообщили о наблюдении обратного ВКР в сжатом водороде в условиях жесткой фокусировки накачки [18]. Эксперимент показал высокую эффективность преобразования лазерного излучения в излучение обратной первой стоксовой компоненты рассеяния и практически полное отсутствие попутного ВКР. В работе [20] была получена квантовая эффективность преобразования 70% для излучения с длиной волны 532 нм. В работах [23, 43] была достигнута квантовая эффективность преобразования, равная 96% для излучения с длиной волны 355 нм. Заметим, что последняя цифра близка к абсолютному рекорду эффективности преобразования в первую стоксову компоненту при ВКР. Для сравнения отметим, что эффективность генерации первой стоксовой компоненты при попутном ВКР, как правило, не превышает 50% [126].

Таким образом, было экспериментально установлено, что существует режим вынужденного комбинационного рассеяния света, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент, при котором рассеяние происходит преимущественно назад, а попутное рассеяние подавлено.

Режим обратного ВКР представляет большой практический интерес, так как для него значительно уменьшена роль характерной для попутного ВКР конкуренции между стоксовыми и антистоксовыми компонентами различных порядков. Это позволяет осуществлять почти полную перекачку энергии в одну компоненту рассеяния, а именно, в обратную первую стоксову компоненту ВКР. В связи с этим актуальна задача всестороннего теоретического исследования данного режима рассеяния. Представляет интерес анализ влияния на процесс таких факторов как мощность, длина волны и ширина спектра накачки, давление водорода, длина кюветы с комбинационно-активной средой и фокусное расстояние линзы, используемой для фокусировки пучка накачки. Выявление роли и оптимизация указанных параметров важны для создания практичных и удобных преобразователей лазерного излучения, основанных на явлении обратного вынужденного комбинационного рассеяния.

1.2. Экспериментальные исследования обратного ВКР в водороде.

В этом параграфе диссертации приведены результаты экспериментального исследования вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в режиме, при котором лазерное излучение почти полностью рассеивается в направлении назад, а попутное рассеяние не возникает. Данный режим наблюдался при жесткой фокусировке когерентного лазерного излучения в короткой кювете с водородом. Эксперименты провели сотрудники Института Физики Академии Наук Беларуси в Минске П. А. Апанасевич, Д. Е. Гахович, А. С. Грабчиков, В. П. Козич, Г. Г. Кот, В. А. Орлович [20].

В экспериментах [20] возбуждение ВКР осуществлялось излучением второй гармоники лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом с расходимостью 0.5 мрад, шириной спектра $\Delta\nu_n \leq 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Энергия лазерных импульсов достигала 17 мДж при длительности 30 нс по полувысоте. Пространственное распределение интенсивности и временная огибающая импульса были близки к гауссовым. Частота следования лазерных импульсов 12,5 Гц. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.2.1.

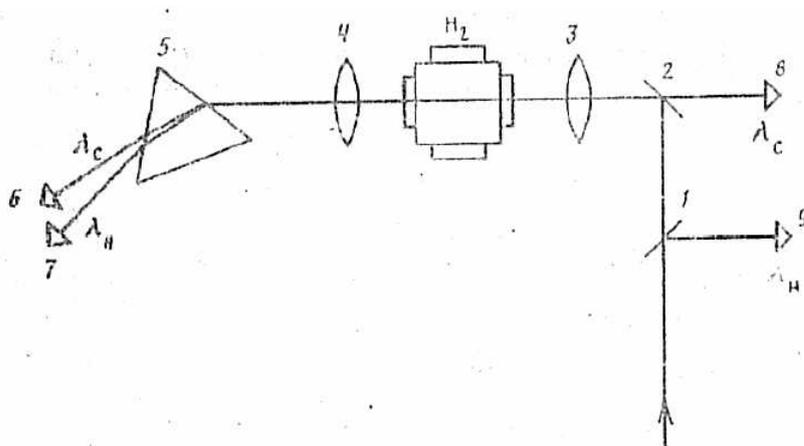


Рис. 1.2.1. Схема экспериментальной установки [20].

В качестве комбинационно-активной среды использовался сжатый водород при давлениях до 100 атм. Использование газообразной рассеивающей среды, в отличие от жидкой или твердотельной, дает возможность легко менять условия взаимодействия не только посредством изменения условий фокусировки, но и путем изменения давления газа, что позволяет варьировать дисперсию и коэффициент комбинационного усиления среды. Кювета высокого давления длиной 7 см имела дополнительные боковые окна, позволяющие определять наличие оптического пробоя среды. Во избежание обратной связи окна кюветы и

линзы 3, 4 были наклонены к оси пучка. Излучение накачки фокусировалось в центр кюветы линзой 3 с фокусным расстоянием $f = 4,5-16\text{см}$. Она же служила и для коллимирования излучения, рассеянного в обратном направлении, которое пройдя дихроичное зеркало 2, регистрировалось измерителем 8. Вышедшее из кюветы в прямом направлении излучение коллимировалось линзой 4. Пучки, содержащие компоненты с различными длинами волн, разделялись пространственно призмой 5 и регистрировались измерителями 6, 7. Стеклаянная пластинка 1 и измеритель 9 служили для контроля накачки. В качестве измерителей 6 – 9 использовались приборы ИМО-2Н и ОСИ-СМ.

В ходе эксперимента в попутном направлении наблюдалась генерация первой стоксовой ($\lambda_c = 682,9\text{нм}$) и первой антистоксовой ($\lambda_{ac} = 435,7\text{нм}$) компонент. Энергия антистоксова излучения не измерялась, так как эффективность генерации антистоксовой компоненты не превышала $10^{-3}\%$. Эффективность преобразования в попутную первую стоксову компоненту зависела от условий фокусировки и достигала максимальной величины 0,2% при $f = 16\text{см}$. Основная доля энергии накачки преобразовывалась в энергию обратной первой стоксовой компоненты. Антистоксовы и высшие стоксовы компоненты в обратном рассеянии обнаружены не были.

Зависимость квантовой эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты η от энергии накачки E_n , измеренная при разных фокусных расстояниях f и максимальном давлении водорода p (рис. 1.2.2), показывает, что с увеличением энергии накачки эффективность обратного ВКР возрастает (кривые 2, 3). Насыщение не достигалось при $\eta = 70\%$. Осциллограммы импульсов прошедшей накачки указывают на неполное истощение возбуждающего излучения в этих условиях. По-видимому, отсутствие насыщения зависимости $\eta(E_n)$ и более полного истощения накачки связано с недостаточным развитием обратного ВКР. В этом случае дальнейшее повышение η возможно с ростом инкремента усиления, например, при уменьшении длины волны накачки или при увеличении энергии возбуждения. Действительно, при переходе к возбуждению обратного ВКР излучением третьей гармоники одномодового моноимпульсного лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом в опытах [20] было достигнуто значение $\eta = 90 \pm 10\%$.

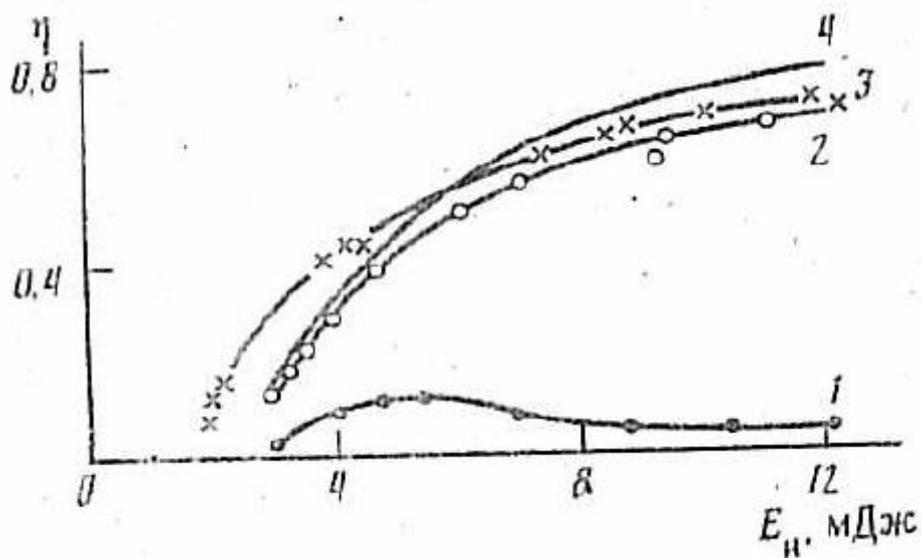


Рис. 1.2.2. Зависимость квантовой эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты η от энергии накачки E_n при $f = 4,5\text{см}$ (1), $8,7\text{см}$ (2), 16см (3) и давлении водорода 100 атм (эксперимент) [20]. Кривая 4 построена по формулам (1.3.7), (1.3.10), (1.3.11).

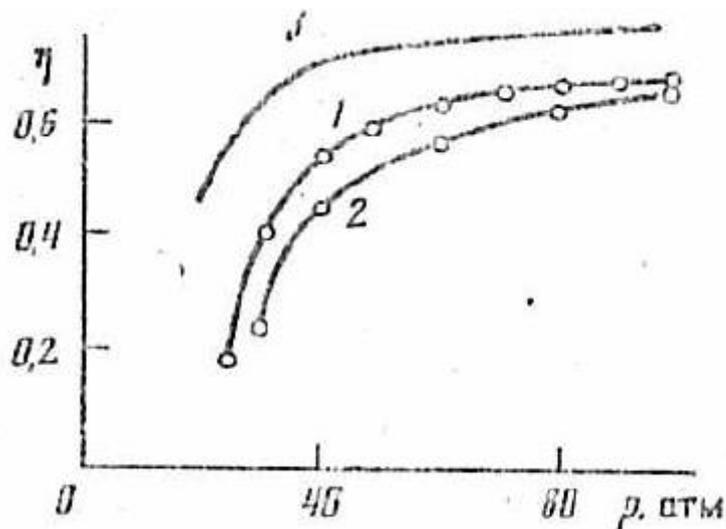


Рис. 1.2.3. Зависимость квантовой эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты от давления водорода p при энергии импульса накачки $E_n = 12\text{мДж}$ и фокусных расстояниях линзы 16 см (1), 11 см (2) (эксперимент) [20]. Кривая 3 построена по формулам (1.3.7), (1.3.10), (1.3.11).

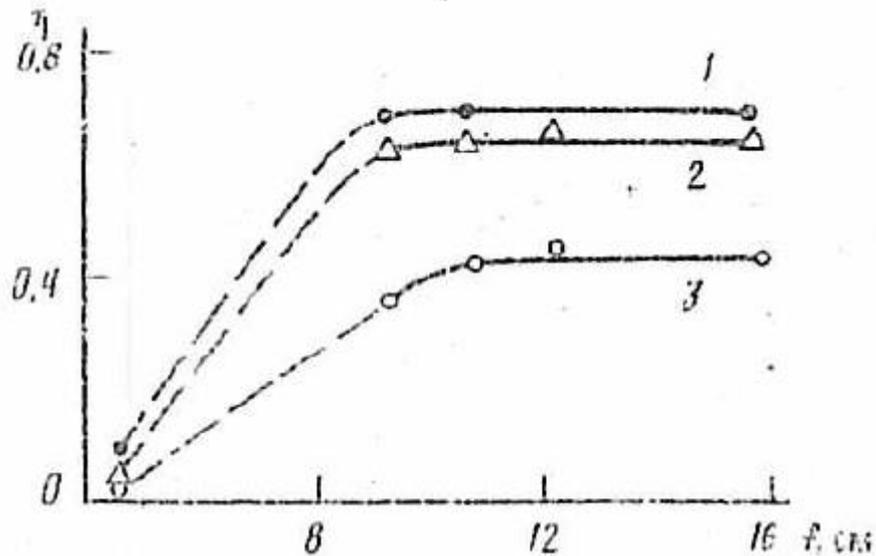


Рис. 1.2.4. Зависимость квантовой эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты η от фокусного расстояния линзы при энергии импульса накачки $E_n = 12 \text{ мДж}$ и давлениях водорода p 100 атм (1), 80 атм (2), 40 атм (3) [20].

Однако необходимо иметь в виду, что допустимая величина интенсивности накачки в фокальной области ограничивается таким конкурирующим процессом, как оптический пробой среды. Так, при уменьшении f до 4,5 см интенсивность накачки в зоне перетяжки пучка достигала величины $10^{12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, превышающей порог пробоя в водороде [125]. Его наличие контролировалось визуально через боковые окна кюветы. Возникновение и развитие пробоя приводило к специфическому изменению зависимости $\eta(E_n)$ (рис. 1.2.2, кривая 1) вследствие подавления обратного ВКР. Эта зависимость приобретала максимум, обусловленный конкуренцией обоих процессов, величина η существенно уменьшалась, разброс значений регистрируемых параметров увеличивался. С ростом давления водорода от 10 до 100 атмосфер эффективность генерации обратного ВКР увеличивалась (рис. 1.2.3).

Измерения показали также, что изменение фокусного расстояния линзы f от 9 до 16 см практически не влияет на эффективность обратного ВКР при постоянных давлении водорода и мощности накачки (рис. 1.2.4). Расходимость излучения обратного ВКР не превышала расходимости излучения накачки.

1.3. Двухволновая модель квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния в поле сфокусированного пучка накачки.

Мы полагаем, что основной причиной подавления попутного ВКР и почти полного рассеяния накачки в направлении назад является сильное параметрическое взаимодействие попутных стоксовой и антистоксовой компонент. Как известно [115], такое взаимодействие уменьшает инкремент попутного ВКР (оставляя инкремент обратного ВКР неизменным), что и приводит к преобладанию обратного рассеяния. В работе [1] были получены условия подавления попутного рассеяния и установления режима стационарного обратного ВКР. Как показывают оценки, в экспериментах [18, 20] эти условия выполнялись, по крайней мере, приближенно.

Для количественной интерпретации полученных экспериментальных данных используем стационарную двухволновую модель ВКР, учитывающую взаимодействие волн накачки и обратной стоксовой компоненты. Так как нас будут интересовать энергетические характеристики ВКР в сфокусированном пучке, удобно воспользоваться уравнениями для мощностей волн накачки и обратной первой стоксовой компоненты. Эти уравнения имеют вид

$$\frac{\partial P_c}{\partial z} = -\frac{g}{S(z)} P_n P_c, \quad \frac{\partial P_n}{\partial z} = -\frac{g_n}{S(z)} P_n P_c, \quad (1.3.1)$$

где P_n , P_c - мощности волн накачки и стоксовой компоненты, z - координата, отсчитываемая от границы кюветы в направлении распространения излучения накачки, $S(z)$ - эффективная площадь поперечного сечения пучка накачки в точке z , g - удельный коэффициент усиления ВКР, $g_n = (\omega_n / \omega_c) \cdot g$; ω_n , ω_c - частоты волн накачки и стоксовой компоненты.

Уравнения (1.3.1) могут быть выведены из уравнений для комплексных амплитуд

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_c} \Delta_{\perp} \right) A_c = \frac{g}{2} I_n A_c, \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_n} \Delta_{\perp} \right) A_n = -\frac{g}{2} I_c A_n, \quad (1.3.2)$$

где $A_{n,c}$, $I_{n,c}$, $k_{n,c}$ - комплексные амплитуды, интенсивности и волновые числа волн накачки и стоксовой компоненты, Δ_{\perp} - оператор Лапласа по поперечным координатам пучка. Для этого следует продифференцировать по

z формулы, определяющие мощности волн

$$P_{n,c}(z) = \frac{c}{8\pi} \int |A_{n,c}(r, z)|^2 d^2r ,$$

и подставить производные амплитуды из уравнений (1.3.2). Следует учесть также, что интеграл по поперечному сечению пучка от слагаемых, описывающих дифракцию, обращается в ноль [121]:

$$\int (A_{c,n}^* \Delta_{\perp} A_{c,n} - A_{c,n} \Delta_{\perp} A_{c,n}^*) d^2r = 0 . \quad (1.3.3)$$

Физически это связано с тем, что дифракция и фокусировка не меняют полной мощности светового пучка. Математически формула (1.3.3) может быть получена путем интегрирования по частям.

Функция $S(z)$ в уравнениях (1.3.1) определяется формулой

$$S(z) = \frac{\int I_n(r, z) d^2r \cdot \int I_c(r, z) d^2r}{\int I_n(r, z) \cdot I_c(r, z) d^2r} ,$$

где $I_{n,c}$ - интенсивности волн накачки и стоксовой компоненты.

Насколько нам известно, уравнения вида (1.3.1) получены в работе [20] впервые. Мы полагаем, что уравнения такого типа (т.е. записанные в терминах мощности, а не интенсивности волн) наиболее адекватны задаче об энергетических характеристиках ВКР в сфокусированных пучках.

Граничные условия обратного ВКР запишем в виде

$$P_n(z=0) = P_{n0} ; \quad P_c(z=L) = P_{cL} , \quad (1.3.4)$$

где L - длина нелинейной среды. Используя уравнения (1.3.1) и (1.3.4), нетрудно показать, что квантовая эффективность генерации стоксовой компоненты

$$\eta = \frac{P_c(z=0) \cdot \omega_n}{P_{n0} \cdot \omega_c}$$

определяется уравнением

$$\frac{\eta \cdot (1 - \eta)}{\mu} = \exp[(1 - \eta) \cdot G] - \eta, \quad (1.3.5)$$

где

$$\mu = \frac{P_{cL} \cdot \omega_n}{P_{n0} \cdot \omega_c}$$

- относительная затравка, и

$$G = gP_{n0} \int_0^L \frac{dz}{S(z)} \quad (1.3.6)$$

- инкремент ВКР. С хорошей степенью точности решение уравнения (1.3.5) можно записать в виде

$$\eta = 1 - \frac{\kappa}{G}, \quad (1.3.7)$$

где

$$\kappa = \ln\left(\frac{1}{\mu}\right).$$

Таким образом, в рамках данной модели эффективность преобразования энергии зависит только от инкремента ВКР G , определяемого формулой (1.3.6). Параметр κ мы считаем постоянным и равным 30.

Вычислим интеграл (1.3.6). Изменение площади поперечного сечения сфокусированного гауссова пучка с расстоянием описывается формулой [8, 122]

$$S(\xi) = \pi \rho^2(\xi) = \pi \rho_0^2 \cdot \left[\left(1 - \frac{\xi}{f}\right)^2 + \left(\frac{\xi}{k_n \rho_0^2}\right)^2 \right], \quad (1.3.8)$$

где ρ_0 - радиус пучка, падающего на линзу с фокусным расстоянием f , k_n - волновое число накачки. Координата ξ отсчитывается от линзы в направлении распространения светового пучка. Радиус пучка определен как полуширина по уровню e^{-1} : $I(r) = I_0 \cdot \exp(-r^2/\rho^2)$.

Поскольку в экспериментах [18, 20] фокусировка пучка накачки осуществлялась в центр кюветы длиной L , формулу для инкремента ВКР (1.3.6) перепишем в виде

$$G = gP_{n0} \int_{f-L/2}^{f+L/2} \frac{d\xi}{S(\xi)}. \quad (1.3.9)$$

Подставляя (1.3.8) в (1.3.9) и интегрируя, находим

$$G = gk_n P_{n0}. \quad (1.3.10)$$

Итак, формула (1.3.10) описывает инкремент ВКР в поле сфокусированного гауссова пучка накачки (предполагается также пространственная когерентность пучка) В этой формуле g - удельный коэффициент усиления ВКР, P_{n0} - мощность входной накачки, k_n - волновое число накачки. Формула (1.3.10) является приближенной: она верна при условии $f, L \ll k_n \rho_0^2$, которое выполнялось в экспериментах [18, 20].

Заметим, что формула (1.3.10) предсказывает более сильную, чем обычно ($G \propto \omega_c$), зависимость инкремента от частоты накачки: $G \propto \omega_n \omega_c$. Вместе с тем, согласно (1.3.10), инкремент ВКР в сфокусированном пучке не зависит ни от фокусного расстояния линзы, ни от начального радиуса пучка. Все эти предсказания теории можно проверить экспериментально. Добавим, что выражения для инкремента ВКР типа (1.3.10) были получены ранее в [8, 122].

В области однородного уширения линии комбинационного рассеяния (давления 10 атм и выше) удельный коэффициент усиления ВКР в водороде выражается формулой [4]

$$g = \frac{g_\infty}{1 + (ck_0 \sigma_v / \rho)^2}, \quad (1.3.11)$$

где g_∞ - значение g в пределе высоких давлений, ρ - плотность водорода в единицах *амага*, $c = 0.95 \text{ нс} \cdot \text{амага}$ - постоянная, $\sigma_v = \sqrt{kT/m}$ - средняя тепловая скорость молекул, k_0 - волновое число молекулярных колебаний, зависящее от направления рассеяния. Для ВКР вперед $k_0^+ = k_n - k_c = 2\pi\nu_0$, где $\nu_0 = 4155 \text{ см}^{-1}$ - частота молекулярных колебаний водорода. Для ВКР назад $k_0^- = k_n + k_c = 2\pi \cdot (\nu_n + \nu_c)$. Заметим, что в отличие от k_0^+ , величина k_0^- зависит от

длины волны накачки. Используя данные работы [119], при $\lambda_n = 0.532 \text{ мкм}$ получаем $g_\infty = 2.87 \text{ см} \cdot \text{ГВт}^{-1}$.

Из формулы (1.3.11) следует, что если для попутного ВКР величина g достигает максимального значения уже при давлении в 20 атм, то для обратного ВКР коэффициент усиления продолжает возрастать и при более высоких давлениях. Это обстоятельство указывает на необходимость использования высоких давлений водорода для достижения максимальных g при обратном ВКР, что подтверждается экспериментальными зависимостями эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты от давления водорода (рис. 1.2.3).

Результаты расчетов по формулам (1.3.7), (1.3.10), (1.3.11) удовлетворительно объясняют зависимости эффективности ВКР преобразования от энергии накачки (рис. 1.2.2) и давления водорода (рис. 1.2.3). Эксперименты [18, 20] показывают, что в области фокусных расстояний линзы $f = 9-16 \text{ см}$ эффективность ВКР преобразования почти не зависит от f (рис. 1.2.4), что также согласуется с предсказанием теории.

Таким образом, изложенная здесь двухволновая модель квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния в поле сфокусированного пучка накачки удовлетворительно объясняет экспериментальные данные [18, 20] по обратному ВКР лазерного излучения в сжатом водороде.

1.4. Удельный коэффициент усиления ВКР в водороде и разность поляризуемостей молекулы в состояниях, образующих комбинационно-активный переход.

Удельный коэффициент усиления ВКР является одной из основных характеристик молекулярной среды в отношении процесса комбинационного рассеяния света. В связи с этим представляет интерес разработка методов оценки этого параметра на основе той или иной физической модели комбинационного рассеяния света. В этом параграфе диссертации излагается одна из таких моделей [62].

Теоретический расчет сечения спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) света на молекуле $d\sigma/d\Omega$ и коэффициента усиления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) g в молекулярной среде представляет собой трудную задачу. В приближении Плачека сечение СКР выражается через матричный элемент тензора поляризуемости молекулы [111]. Тензор

поляризуемости выражается формулой Крамерса – Гейзенберга через матричные элементы оператора дипольного момента, вычисление которых, в свою очередь, требует знания электронных волновых функций системы. Для отыскания волновых функций необходимо решить уравнение Шредингера. Однако решить это уравнение сложно, поскольку даже для простейшей молекулы – молекулы водорода - электронная волновая функция зависит от шести независимых переменных (координаты электронов) и одного параметра (межъядерное расстояние).

В связи с этим представляют интерес приближенные методы, позволяющие вычислять параметры $d\sigma/d\Omega$ и g или хотя бы оценивать их по порядку величины. Один из таких методов излагается ниже. Основная идея предлагаемого подхода состоит в том, что сечение СКР и коэффициент усиления ВКР можно связать с разностью поляризуемостей молекулы в состояниях, образующих комбинационно-активный переход. Последняя величина может быть оценена с помощью модели классического осциллятора. Для простоты будем пренебрегать анизотропией молекулы.

Основная идея.

В теории вынужденного комбинационного рассеяния света на молекулярных колебаниях (см., например, [54]) важную роль играет величина $\alpha'_{q_{12}}$, где $\alpha' = (\partial\alpha/\partial q)_{q=0}$ - производная электронной поляризуемости молекулы α по ядерной координате q , взятая в положении равновесия ядер, q_{12} - матричный элемент колебательной координаты q . В приближении гармонического осциллятора

$$q_{12} = \sqrt{h/2M\omega_0} , \quad (1.4.1)$$

где M - приведенная масса осциллятора, ω_0 - частота молекулярных колебаний, h - постоянная Планка.

В силу соотношения $\alpha(q) = \alpha_0 + \alpha'q$ величина $\alpha'_{q_{12}}$ имеет смысл матричного элемента поляризуемости, т.е. $\alpha'_{q_{12}} = \alpha_{12}$. Если приравнять энергию классического осциллятора $M\omega_0^2 A^2/2$ к энергии колебательного перехода молекулы $h\omega_0$, то получим $A = \sqrt{2h/M\omega_0}$. Поскольку величина q_{12} и A совпадают с точностью до коэффициента $1/2$, матричный элемент колебательной координаты q_{12} на классическом языке можно интерпретировать как амплитуду колебаний молекулярного осциллятора. Но

тогда α_{12} есть амплитуда колебаний поляризуемости или разность поляризуемостей молекулы в состояниях, образующих комбинационно-активный переход:

$$\alpha'q_{12} = \alpha_{12} = \Delta\alpha. \quad (1.4.2)$$

Последнюю величину можно оценить с помощью модели классического осциллятора. В самом деле, согласно этой модели, поляризуемость атома выражается в виде

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \frac{1}{(\omega_e^2 - \omega^2)}. \quad (1.4.3)$$

Здесь ω - частота поля, ω_e - собственная частота колебаний электрона в атоме, e и m - заряд и масса электрона. В принципе эту формулу можно применить и к молекуле, понимая под ω_e частоту молекулярного электронного перехода (что подтверждается, в частности, расчетом показателя преломления для водорода [54]). Отсюда разность поляризуемостей можно записать в виде

$$\Delta\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \cdot \left[\frac{1}{(\omega_e - \omega_0)^2 - \omega^2} - \frac{1}{\omega_e^2 - \omega^2} \right]. \quad (1.4.4)$$

Данная формула выражает тот факт, что колебательно-возбужденная молекула имеет несколько меньшую частоту электронного перехода, а потому обладает большей поляризуемостью, чем невозбужденная молекула. Если частота электронного перехода значительно превышает частоту поля и частоту колебательного перехода, т.е. $\omega_e \gg \omega, \omega_0$, то с хорошей точностью справедлива более простая оценка

$$\Delta\alpha(\omega) = \alpha(\omega) \frac{2\omega_0}{\omega_e}. \quad (1.4.5)$$

Спонтанное комбинационное рассеяние.

Сечение СКР связано с молекулярными параметрами рассеивающей среды формулой [116]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{h}{2M\omega_0} (\alpha')^2 \frac{\omega_s^4}{c^4}, \quad (1.4.6)$$

где ω_s - частота стоксовой компоненты КР. Используя формулы (1.4.1), (1.4.2), перепишем это выражение в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (\Delta\alpha)^2 \frac{\omega_s^4}{c^4}. \quad (1.4.7)$$

Отсюда следует, что

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot \nu_s^{-4} = (2\pi)^4 \cdot (\Delta\alpha)^2, \quad (1.4.8)$$

где $\nu_s = \omega_s / 2\pi c$ - частота стоксовой компоненты комбинационного рассеяния, измеряемая в обратных сантиметрах.

Вынужденное комбинационное рассеяние.

Стандартное выражение для удельного коэффициента усиления ВКР имеет вид (см., например, [54])

$$g = \frac{4\pi^2 N (\alpha')^2 T_2 \omega_s}{M \omega_0 c^2 n_p n_s}, \quad (1.4.9)$$

где N - число молекул в единице объема среды, T_2 - время дефазировки молекулярных колебаний, n_p и n_s - показатели преломления среды на частотах накачки и стоксовой компоненты ВКР. Данное выражение записано в предположении, что все молекулы среды комбинационно-активны. В общем случае в правую часть формулы (1.4.9) следует добавить множитель $\rho_{11} - \rho_{22}$, имеющий смысл разности населенностей на комбинационно-активном переходе. С учетом формул (1.4.1), (1.4.2) удельный коэффициент усиления ВКР выражается через разность поляризуемостей следующим образом:

$$g = \frac{16\pi^3}{ch} \cdot (\rho_{11} - \rho_{22}) \cdot \frac{(\Delta\alpha)^2 N T_2}{n_p n_s} \nu_s. \quad (1.4.10)$$

Колебательный переход молекулы водорода.

Рассмотрим в качестве примера колебательный переход $Q_{01}(1)$ молекулы водорода. Частота перехода $\nu_0 = 4155 \text{ см}^{-1}$. Как показано в работе [112], для этого перехода

$$\Delta\alpha = 0.139 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3. \quad (1.4.11)$$

Подставив (1.4.11) в (1.4.8), получим $(d\sigma/d\Omega) \cdot \nu_s^{-4} = 30 \cdot 10^{-48} \text{ см}^6 / \text{ср}$. Согласно данным, приведенным в работе [117], экспериментально измеренное значение этой величины (для накачки видимого диапазона) $(d\sigma/d\Omega) \cdot \nu_s^{-4} = 20 \cdot 10^{-48} \text{ см}^6 / \text{ср}$.

В пределе высоких давлений параметр NT_2 можно оценить следующим образом [4]: $NT_2 = 1.89 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$. Согласно [119], при комнатной температуре $\rho_{11} - \rho_{22} = 0.67$. По формулам (1.4.10), (1.4.11) получаем $g(\text{см} / \text{Вт}) = 3.8 \cdot 10^{-13} \cdot \nu_s$, где ν_s - частота стоксовой компоненты КР, выраженная в обратных сантиметрах. Как сообщалось в работе [119], экспериментально измеренное значение этой величины $g(\text{см} / \text{Вт}) = 2.0 \cdot 10^{-13} \cdot \nu_s$. Итак, формулы (1.4.7), (1.4.10) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по водороду.

Упрощенная оценка разности поляризуемостей.

Используя модель классического осциллятора (1.4.3) – (1.4.5), разность поляризуемостей на переходе можно оценить следующим образом:

$$\Delta\alpha(\nu) = \frac{1}{\beta^3} \cdot 8a_0^3 \cdot \frac{(\nu_0/\nu_R)}{1 - (\nu/\beta\nu_R)^2}, \quad (1.4.12)$$

где ν - частота поля, $a_0 = h^2/me^2 = 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ - боровский радиус, $\beta = \nu_e/\nu_R$ - частота электронного перехода молекулы, отнесенная к постоянной Ридберга $\nu_R = me^4/4\pi h^3 = 1.09 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, ν_0 - частота комбинационно-активного перехода. Величину β следует рассматривать как подгоночный параметр нашей модели. Для грубой оценки можно положить $\beta=1$, тогда разность поляризуемостей выражается только через физические константы, частоту поля и частоту комбинационно-активного перехода.

Например, полагая $\beta = 1, \nu = 0, \nu_0 = 4155 \text{ см}^{-1}$, для статической разности поляризуемостей на колебательном переходе молекулы водорода получим $\Delta\alpha = 0.046 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$, что примерно втрое меньше оценки (1.4.11). Совпадение оценок получится при $\beta = 0.69$. Заметим также, что подстановка (1.4.12) в (1.4.10) приводит к зависимости удельного коэффициента усиления ВКР от частоты излучения накачки ν_p вида $g \propto (\text{const} - \nu_p^2)^{-2}$, что совпадает с зависимостью $g(\nu_p)$, найденной экспериментально в работе [119].

Итак, в настоящем параграфе получены формулы, выражающие сечение СКР и коэффициент усиления ВКР через разность поляризуемостей молекулы на комбинационно-активном переходе. Проведена проверка этих формул путем сравнения результатов расчета с экспериментальными данными для колебательного перехода молекулы водорода. Предложен упрощенный способ оценки разности поляризуемостей молекулы на комбинационно-активном переходе.

В работе [119] были проведены измерения удельного коэффициента усиления ВКР в водороде при различных давлениях и температурах газа, а также при разных длинах волн накачки. Результаты этих измерений авторы выразили формулой

$$g(\text{см}/\text{Вт}) = 9.15 \cdot 10^6 \cdot \left(\frac{52\rho}{\Delta\nu_0} \right) \cdot \left(\frac{k_B}{0.67} \right) \cdot \frac{\nu_c}{(7.19 \cdot 10^9 - \nu_n^2)^2}. \quad (1.4.13)$$

Здесь ν_n - частота накачки в см^{-1} , $\nu_c = \nu_n - 4155$ - частота первой стоксовой компоненты ВКР в см^{-1} , ρ - плотность газа в амага, k_B - больцмановский фактор для вращательного уровня $J=1$ ($k_B = 0.67$ при $T = 298\text{K}$), $\Delta\nu_0$ - ширина спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния в мегагерцах при данной температуре и данной плотности газа.

Используя данные [4], для ширины спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния в направлении назад, получим следующую формулу:

$$\Delta\nu_0(\Gamma_{\mathcal{U}}) = \left(1 + \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \right) \cdot \frac{\rho}{\pi A}, \quad (1.4.14)$$

где $\rho_0 = Ck_0\sigma_v$, $\sigma_v = \sqrt{kT/m}$, k - постоянная Больцмана, m - масса молекулы водорода, T - абсолютная температура газа. Величина $k_0 = k_n + k_c = 2\pi \cdot (\nu_n + \nu_c)$ обозначает волновое число молекулярных колебаний для рассеяния назад, величины $A = 6.9нс \cdot амага$, $B = 0.95нс \cdot амага$ - постоянные. Используя численные значения параметров $m = 3.34 \cdot 10^{-24}г$, $k = 1.38 \cdot 10^{-16}эрг/К$, $T = 298К$, $p = 70атм$ и формулы $\rho = p \cdot \frac{T_0}{T}$, $T_0 = 273К$, связывающие между собой плотность газа в амага ρ с давлением p в атмосферах, получим $\rho = 64.1амага$ и $\sigma_v = 1.11 \cdot 10^5 см/с$.

Приведенные формулы позволяют вычислить удельный коэффициент усиления обратного вынужденного комбинационного рассеяния света в водороде при различных значениях температуры и плотности газа, а также для различных длин волн накачки. Сделаем численные оценки для температуры газа $T = 298К$ и давления $p = 70атм$. Для длины волны накачки $\lambda_n = 1064нм$ (излучение неодимового лазера) получим $g = 1.04см/Гвт$. Для длины волны накачки $\lambda_n = 532нм$ (вторая гармоника неодимового лазера) получим $g = 2.88см/Гвт$. Для длины волны накачки $\lambda_n = 355нм$ (третья гармоника неодимового лазера) получим $g = 4.70см/Гвт$.

1.5. Модель случайного телеграфного сигнала в теории ВКР шумовой накачки.

Вынужденное комбинационное рассеяние немонохроматического излучения представляет собой одну из принципиальных проблем нелинейной оптики. С практической точки зрения наиболее интересны следующие вопросы. Как влияет ширина спектра накачки на эффективность вынужденного рассеяния? Как влияет ширина спектра накачки на ширину спектра стоксовой компоненты ВКР? Как влияет ширина спектра накачки на асимметрию рассеяния вперед-назад? Можно ли преобразовать энергию немонохроматической накачки в энергию монохроматической стоксовой волны? Можно ли подавить вынужденное рассеяние за счет расширения спектра накачки и, тем самым, стабилизировать мощную световую волну в нелинейной среде? Ближе к этой тематике примыкают вопросы о вынужденном рассеянии сверхкоротких лазерных импульсов, а также о вынужденном рассеянии накачки с широким угловым спектром.

Проведенные исследования [127 – 176, 2, 23, 34, 41 – 43] позволили установить следующее. Ширина спектра накачки не влияет на эффективность вынужденного рассеяния, если интенсивность накачки превышает некоторый

пороговый уровень, называемый критической интенсивностью накачки. Такой режим рассеяния называется когерентным. В когерентном режиме ширина спектра стоксовой компоненты равна ширине спектра накачки. Критическая интенсивность пропорциональна ширине спектра накачки. При этом коэффициент пропорциональности между этими величинами существенно различен для попутного и обратного ВКР. Это приводит к тому, что попутное ВКР немонохроматической накачки имеет, как правило, высокую эффективность. В то же время, обратное ВКР возможно лишь при достаточно узком спектре накачки. Экспериментальные исследования ВКР в жидком азоте, сжатом водороде, метане и других средах подтверждают эти выводы.

Таким образом, ширина спектра накачки является существенным фактором работы преобразователя лазерного излучения на обратном ВКР. В связи с этим представляет интерес расчет эффективности обратного ВКР как функции спектральной ширины накачки.

Зависимость эффективности ВКР от ширины спектра возбуждающего лазерного излучения была теоретически рассчитана в [165] на основе многомодовой модели накачки. В 1987 году Ю. Е. Дьяков [175] указал другой путь решения этой задачи, а именно, применение модели случайного телеграфного сигнала, известной в статистической радиофизике [129, 164, 168, 174, 176]. Эта модель позволяет описать накачку со сплошным спектром. Ее достоинством является то, что она содержит два независимых параметра, один из которых описывает интенсивность накачки, а другой – ее спектральную ширину.

В этом параграфе диссертации вычислен инкремент усиления обратного ВКР шумовой накачки на основе модели случайного телеграфного сигнала [23, 34, 43].

Итак, рассмотрим процесс ВКР в поле накачки с интенсивностью I_n и шириной спектра $\Delta\omega_n$. В модели случайного телеграфного сигнала (СТС) нормированная комплексная амплитуда поля накачки $a_n = a_n(t)$ представляется как скачкообразно меняющаяся случайная величина, которая может принимать значения $\pm\sqrt{I_n}$ (рис. 1.5.1).

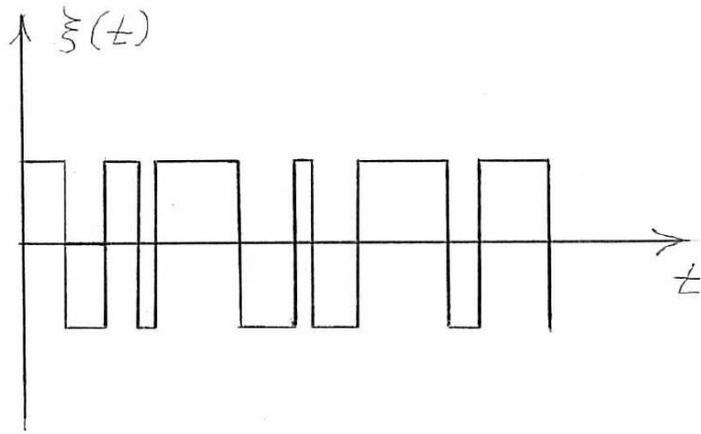


Рис. 1.5.1. Модель случайного телеграфного сигнала.

Такие скачки амплитуды можно интерпретировать как скачки фазы волны на π в случайные моменты времени. При этом число скачков n комплексной амплитуды накачки за время t есть случайная величина, подчиняющаяся распределению Пуассона:

$$P(n,t) = \exp(-\alpha) \cdot \frac{\alpha^n}{n!}. \quad (1.5.1)$$

Здесь число n может принимать значения $0,1,2,\dots$; величина α есть параметр распределения Пуассона. Этот параметр имеет смысл среднего значения числа n , т.е. среднего числа скачков амплитуды накачки за время t . Эта величина считается пропорциональной времени и записывается в виде

$$\alpha = \alpha(t) = \nu t, \quad (1.5.2)$$

где ν - средняя частота скачков. Фактическими параметрами нашей модели являются величины I_n и ν . Первая из этих величин характеризует интенсивность излучения накачки, а вторая – его спектральную ширину.

Запишем функцию $a_n(t)$ в виде

$$a_n(t) = a_n^*(t) \equiv \xi(t) = \sqrt{I_n} \cdot (-1)^{n(t)}. \quad (1.5.3)$$

Представление (1.5.3) позволяет вычислить корреляционную функцию $B(\tau) = \langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle$ случайного процесса $\xi(t)$, которая оказывается равной

$$B(\tau) = I_n \cdot \exp(-2\nu|\tau|). \quad (1.5.4)$$

Отсюда следует, что время корреляции случайного телеграфного сигнала

$$\tau_k = \frac{1}{2\nu}.$$

Используя теорему Винера – Хинчина и формулу (1.5.4), можно показать, что процесс $\xi(t)$ имеет лоренцевский спектр с шириной (по полувысоте)

$$\Delta\omega_n = 4\nu. \quad (1.5.5)$$

Использование модели СТС чрезвычайно упрощает вспомогательное соотношение, впервые полученное В. Е. Шапиро и В. М. Логиновым [147], и названное «формулой дифференцирования». Эта формула имеет вид

$$\langle \dot{\xi}(t)x(t) \rangle + 2\nu \langle \xi(t)x(t) \rangle = \langle \xi(t)\dot{x}(t) \rangle. \quad (1.5.6)$$

Здесь точка над символом обозначает дифференцирование по времени, угловые скобки обозначают статистическое усреднение, $x(t)$ - произвольный запаздывающий функционал относительно $\xi(t)$. В частности, функция $x(t)$ может быть решением стохастического дифференциального уравнения, в которое в качестве случайной функции времени входит функция $\xi(t)$.

Формулу дифференцирования легко проверить в частном случае простейшего стохастического дифференциального уравнения, когда функции $x(t)$ и $\xi(t)$ связаны между собой соотношением $\dot{x}(t) = \xi(t)$. При этом следует использовать выражение (1.5.4) для корреляционной функции случайного телеграфного сигнала.

Основные уравнения.

Рассмотрим усиление стоксовой компоненты ВКР в поле встречной волны накачки. Этот процесс описывается уравнениями

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} + \frac{1}{u_c} \frac{\partial A_c}{\partial t} = \gamma_c A_n Q^*, \quad -\frac{\partial A_n}{\partial z} + \frac{1}{u_n} \frac{\partial A_n}{\partial t} = \gamma_n A_c Q, \quad \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{T_2} = \gamma_q A_n A_c^*. \quad (1.5.7)$$

Здесь A_n, A_c - комплексные амплитуды волн накачки и стоксовой компоненты рассеяния, Q - амплитуда молекулярных колебаний, u_n, u_c - групповые скорости накачки и стоксовой компоненты ВКР, T_2 - время дефазировки молекулярных колебаний, z - координата, отсчитываемая в направлении распространения стоксовой компоненты рассеяния, t - время, $\gamma_n, \gamma_c, \gamma_q$ - постоянные коэффициенты. Явный вид этих коэффициентов приведен в [54].

Рассмотрим режим рассеяния, при котором интенсивность стоксовой компоненты значительно меньше интенсивности накачки:

$$I_c \ll I_n.$$

Такой режим рассеяния реализуется при небольшом превышении накачкой порога ВКР. В этом случае можно пренебречь влиянием процесса рассеяния на поле волны накачки. Уравнение для комплексной амплитуды волны накачки приобретает вид

$$-\frac{\partial A_n}{\partial z} + \frac{1}{u_n} \frac{\partial A_n}{\partial t} = 0.$$

Решение этого уравнения есть произвольная (дифференцируемая) функция $A_n = A_n(\theta)$ от аргумента $\theta = t + z/u_n$. Сделаем замену переменных $z, t \rightarrow \zeta = z, \theta = t + z/u_n$ в уравнениях (1.5.7). Тогда

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{1}{u_n} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta},$$

и уравнения приобретают вид

$$\frac{\partial A_c}{\partial \zeta} + \mu \frac{\partial A_c}{\partial \theta} = \gamma_c A_n Q^*, \quad \frac{\partial Q}{\partial \theta} + \frac{Q}{T_2} = \gamma_q A_n A_c^*,$$

где

$$\mu = \frac{1}{u_c} + \frac{1}{u_n} \approx \frac{2}{c},$$

и c - скорость света. Введем переменные a_c, a_n, q , определяемые формулами

$$A_c = a_c \cdot \sqrt{\frac{8\pi}{cn_c}}, \quad A_n = a_n \cdot \sqrt{\frac{8\pi}{cn_n}}, \quad Q^* = q \cdot \frac{8\pi T_2 \gamma_q^*}{c\sqrt{n_c n_n}}.$$

Тогда интенсивности световых волн $I_c = |a_c|^2, I_n = |a_n|^2$, а уравнения для амплитуд волн приобретают вид

$$\frac{\partial a_c}{\partial z} + \mu \frac{\partial a_c}{\partial \theta} = \frac{1}{2} g \cdot a_n q, \quad q + T_2 \frac{\partial q}{\partial \theta} = a_n^* a_c, \quad (1.5.8)$$

где

$$g = \frac{16\pi \gamma_c \gamma_q^* T_2}{cn_n}$$

- удельный коэффициент усиления ВКР в поле монохроматической накачки.

Из уравнений (1.5.8) следует, что в стационарном режиме ВКР и при монохроматической накачке, когда $a_n = const$ и $\partial a_c / \partial \theta = \partial q / \partial \theta = 0$, усиление стоксовой компоненты рассеяния происходит по экспоненциальному закону

$$a_c(z) = a_{c0} \exp(\gamma z), \quad (1.5.9)$$

где $\gamma = const$ - инкремент усиления. Допустим, что и при немонохроматической накачке закон усиления стоксовой компоненты рассеяния остается экспоненциальным. Тогда $\partial a_c / \partial z = \gamma \cdot a_c$ и уравнения (1.5.8) приобретают вид

$$\gamma a_c + \mu \dot{a}_c = \frac{1}{2} g \cdot a_n q, \quad q + T_2 \dot{q} = a_n^* a_c, \quad (1.5.10)$$

где точка над буквой обозначает дифференцирование по времени.

Обозначим $a_c = x$, используем обозначения (1.5.3) и перепишем уравнения (1.5.10) следующим образом

$$\gamma x + \mu \dot{x} = \frac{1}{2} g \cdot \xi q, \quad q + T_2 \dot{q} = \xi x, \quad (1.5.11)$$

Уравнения (1.5.11) представляют собой систему обыкновенных линейных дифференциальных уравнений с переменными (случайными)

коэффициентами. Коэффициенты этой системы представляют собой действительные величины. Поэтому ее решение, т.е. функции $x(t)$, $q(t)$ мы также будем считать действительными функциями времени. При этом средняя интенсивность стоковой компоненты ВКР определяется формулой $I_c = \langle x^2 \rangle$. Используя (1.5.11), можно вывести уравнение для величины $\langle x^2 \rangle$. Для этого умножим первое уравнение (1.5.11) на x , а второе на q и усредним. Получим

$$\gamma \langle x^2 \rangle + \frac{1}{2} \mu \langle x^2 \rangle^\bullet = \frac{1}{2} g \cdot \langle \xi q x \rangle, \quad \langle q^2 \rangle + \frac{1}{2} T_2 \langle q^2 \rangle^\bullet = \langle \xi q x \rangle. \quad (1.5.12)$$

Рассмотрим стационарный режим рассеяния, когда $\langle x^2 \rangle^\bullet = \langle q^2 \rangle^\bullet = 0$. В этом случае

$$\gamma \langle x^2 \rangle = \frac{1}{2} g \cdot \langle \xi q x \rangle, \quad \langle q^2 \rangle = \langle \xi q x \rangle. \quad (1.5.13)$$

Вычислим коррелятор $\langle \xi q x \rangle$. Для этого обозначим

$$q x = y. \quad (1.5.14)$$

Тогда

$$q x = y^\bullet = q^\bullet x + q x^\bullet, \quad (1.5.15)$$

и уравнения (1.5.13) приобретают вид

$$\gamma \langle x^2 \rangle = \frac{1}{2} g \cdot \langle \xi y \rangle, \quad \langle q^2 \rangle = \langle \xi y \rangle. \quad (1.5.16)$$

Согласно уравнениям (1.5.11), величины x и q являются запаздывающими функционалами относительно случайного телеграфного сигнала $\xi(t)$. Следовательно, величина y есть также запаздывающий функционал относительно $\xi(t)$. Это дает основание применить формулу дифференцирования (1.5.6) для вычисления коррелятора $\langle \xi y \rangle$. Запишем формулу дифференцирования следующим образом

$$\langle \xi y \rangle^{\bullet} + 2\nu \langle \xi y \rangle = \langle \xi y^{\bullet} \rangle.$$

Будем искать стационарное значение коррелятора $\langle \xi y \rangle$, для которого $\langle \xi y \rangle^{\bullet} = 0$. Тогда искомая величина $\langle \xi y \rangle$ удовлетворяет уравнению

$$2\nu \langle \xi y \rangle = \langle \xi y^{\bullet} \rangle. \quad (1.5.17)$$

Подставив (1.5.15) в (1.5.17), получим

$$2\nu \langle \xi y \rangle = \langle \xi q^{\bullet} x \rangle + \langle \xi q x^{\bullet} \rangle. \quad (1.5.18)$$

Из уравнений (1.5.12) следует, что

$$q^{\bullet} = \frac{1}{T_2} \cdot (\xi x - q), \quad x^{\bullet} = \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{1}{2} g \xi q - \gamma x \right). \quad (1.5.19)$$

Подстановка (1.5.19) в (1.5.18) дает

$$\langle \xi y \rangle \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) = \frac{I_n}{T_2} \langle x^2 \rangle + \frac{g I_n}{2\mu} \langle q^2 \rangle. \quad (1.5.20)$$

Здесь учтено, что $\xi^2 = I_n$ согласно формуле (1.5.3). Выражая коррелятор $\langle \xi y \rangle$ из уравнения (1.5.20) и подставляя в уравнения (1.5.16), получим однородную систему линейных алгебраических уравнений относительно величин $\langle x^2 \rangle$ и $\langle q^2 \rangle$:

$$\gamma \langle x^2 \rangle \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) = \frac{1}{2} g \cdot \left(\frac{I_n}{T_2} \langle x^2 \rangle + \frac{g I_n}{2\mu} \langle q^2 \rangle \right), \quad \langle q^2 \rangle \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) = \frac{I_n}{T_2} \langle x^2 \rangle + \frac{g I_n}{2\mu} \langle q^2 \rangle,$$

или

$$\langle x^2 \rangle \cdot \left[\gamma \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) - \frac{g I_n}{2T_2} \right] - \langle q^2 \rangle \cdot \frac{g^2 I_n}{4\mu} = 0, \quad \langle x^2 \rangle \cdot \frac{I_n}{T_2} + \langle q^2 \rangle \cdot \left[\frac{g I_n}{2\mu} - \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) \right] = 0.$$

Нетривиальное решение этой системы существует, если ее определитель равен нулю. Это приводит нас к уравнению

$$\left[\gamma \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) - \frac{gI_n}{2T_2} \right] \cdot \left[\frac{gI_n}{2\mu} - \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) \right] + \frac{g^2 I_n^2}{4\mu T_2} = 0,$$

или

$$\left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) \cdot \left[\gamma \frac{gI_n}{2\mu} - \gamma \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) + \frac{gI_n}{2T_2} \right] = 0.$$

Отсюда

$$\gamma \frac{gI_n}{2\mu} - \gamma \cdot \left(2\nu + \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma}{\mu} \right) + \frac{gI_n}{2T_2} = 0,$$

или

$$\gamma^2 + 2\gamma \cdot \left(\mu\nu + \frac{\mu}{2T_2} - \frac{gI_n}{4} \right) - \mu \frac{gI_n}{2T_2} = 0.$$

Решение этого уравнения

$$\gamma = -\mu\nu - \frac{\mu}{2T_2} + \frac{gI_n}{4} + \sqrt{\left(\mu\nu + \frac{\mu}{2T_2} - \frac{gI_n}{4} \right)^2 + \mu \frac{gI_n}{2T_2}}. \quad (1.5.21)$$

Согласно формулам (1.5.5), (1.5.10), (1.5.21), интенсивность стоксовой компоненты рассеяния можно представить в виде

$$I_c = I_{c0} \cdot \exp(\Gamma z), \quad (1.5.22)$$

где инкремент усиления ВКР определяется выражением

$$\Gamma = \frac{1}{2} \Gamma_0 \cdot \left[1 - \alpha + \sqrt{(1 - \alpha)^2 + 4\beta} \right]. \quad (1.5.23)$$

Здесь

$$\Gamma_0 = gI_n, \quad \alpha = I_{кр} / I_n, \quad \beta = I_0 / I_n, \quad I_{кр} = \mu \Delta \omega / g,$$

(1.5.24)

$$I_0 = \mu \Delta \omega_0 / g, \quad \Delta \omega = \Delta \omega_n + \Delta \omega_0, \quad \Delta \omega_0 = 2/T_2,$$

и $I_{кр}$ - так называемая критическая интенсивность накачки.

На основании формул (1.5.22) – (1.5.24) рассмотрим случаи узкополосной и широкополосной накачек. Из (1.5.23), (1.5.24) следует, что в случае узкополосной накачки, когда $\Delta \omega_n \ll \Delta \omega_0$, имеем $I_{кр} \approx I_0$, $\alpha \approx \beta$, и, следовательно, $\Gamma \approx \Gamma_0$. Таким образом, в этом случае некогерентностью накачки можно пренебречь.

В случае широкополосной накачки, когда $\Delta \omega_n \gg \Delta \omega_0$, будем иметь $I_{кр} \gg I_0$ и, следовательно $\alpha \gg \beta$. Из формул (1.5.23), (1.5.24) видно, что в этом случае в зависимости от соотношения между интенсивностью накачки критической интенсивностью может иметь место один из следующих режимов рассеяния.

А). Интенсивность накачки ниже критической. Если $I_n \ll I_{кр}$, то $\alpha \gg 1$ и $\Gamma \approx \Gamma_0 \beta / \alpha$ или

$$\Gamma \approx \Gamma_0 \cdot \frac{\Delta \omega_0}{\Delta \omega_n + \Delta \omega_0} \ll \Gamma_0. \quad (1.5.25)$$

Этот режим можно назвать некогерентным режимом ВКР. В этом режиме инкремент усиления ВКР значительно меньше, чем в случае монохроматической накачки такой же интенсивности. Можно сказать, что в этом режиме вклад в инкремент усиления дает только та часть мощности накачки, которая попадает в пределы спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния.

Б). Интенсивность накачки равна критической интенсивности. Если $I_n = I_{кр}$, то $\alpha = 1$ и $\Gamma \approx \Gamma_0 \sqrt{I_0 / I_{кр}}$ или

$$\Gamma \approx \Gamma_0 \sqrt{\Delta \omega_0 / \Delta \omega_n} \ll \Gamma_0. \quad (1.5.26)$$

В). Интенсивность накачки выше критической. Если $I_n > I_{кр}$, то $\alpha < 1$ и $\beta \ll 1$. В этом случае

$$\Gamma \approx (1 - \alpha) \cdot \Gamma_0 = g \cdot (I_n - I_{кр}). \quad (1.5.27)$$

Зависимость инкремента усиления ВКР Γ от интенсивности накачки для случаев узкополосной и широкополосной накачки показана на рисунке 1.5.2.

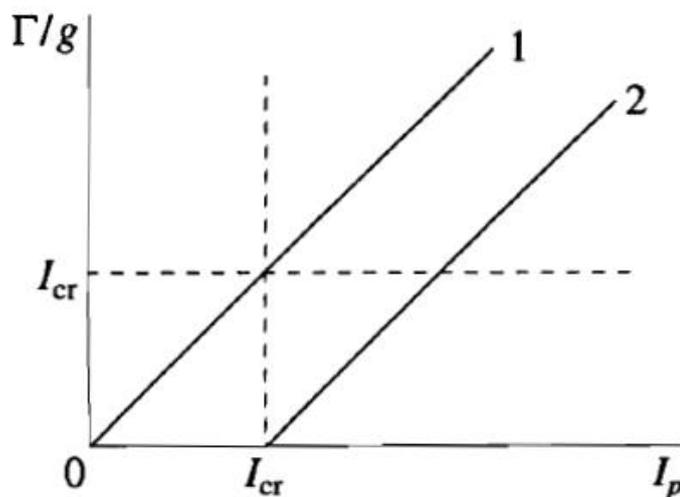


Рис. 1.5.2. Зависимость инкремента усиления ВКР Γ от интенсивности накачки I_n для случаев: 1 - узкополосной ($\Delta\omega_n \ll \Delta\omega_0$) и 2 - широкополосной ($\Delta\omega_n \gg \Delta\omega_0$) накачки.

Резюме.

Итак, усиление стоксовой волны в поле шумовой накачки типа случайного телеграфного сигнала описывается формулой

$$I_c = I_{c0} \cdot \exp(\Gamma z),$$

где погонный инкремент Γ зависит от ширины спектра накачки. А именно, в случае узкополосной накачки, когда

$$\Delta\omega_n \ll \Delta\omega_0,$$

инкремент усиления ВКР

$$\Gamma = \Gamma_0 = gI_n.$$

В случае широкополосной накачки, когда

$$\Delta\omega_n \gg \Delta\omega_0,$$

инкремент усиления ВКР

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot \frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega_n}, \quad \text{если } I_n < I_{кр},$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot \sqrt{\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega_n}}, \quad \text{если } I_n = I_{кр},$$

$$\Gamma = g \cdot (I_n - I_{кр}), \quad \text{если } I_n > I_{кр}.$$

Критическая интенсивность накачки определяется формулами

$$I_{кр} = \frac{\mu \cdot \Delta\omega}{g}, \quad \Delta\omega = \Delta\omega_n + \Delta\omega_0$$

и $\mu = \frac{1}{u_c} - \frac{1}{u_n}$ для попутного ВКР и

$$\mu = \frac{1}{u_c} + \frac{1}{u_n} \approx \frac{2}{c}$$

для обратного ВКР. При произвольной ширине спектра накачки погонный инкремент ВКР определяется формулами (1.5.23), (1.5.24).

1.6. Влияние длины волны и спектральной ширины накачки на эффективность обратного ВКР в водороде.

В 1990 году П. А. Апанасевич, Г. Г. Котаев, С. Г. Круглик, В. А. Орлович выполнили экспериментальные исследования зависимости эффективности стационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния в сжатом водороде от длины волны и спектральной ширины возбуждающего света [23]. В опытах [23, 43] использовали кювету длиной 7 см, в которой находился водород при комнатной температуре (298 К) и давлении 70 атмосфер. Лазерное излучение фокусировалось в центр кюветы линзой. Фокусные расстояния линз варьировались в пределах от 8 до 17 см. В качестве накачки использовали излучение неодимового лазера с длиной волны 1064 нм, а также вторую и третью гармоники лазерного излучения с длинами волн 532 нм и 355 нм соответственно. Длительность импульса накачки составляла 15 – 20 нс. Ширина спектра накачки варьировалась в пределах от 0.1см^{-1} до 1.2см^{-1} . Максимальная энергия импульса накачки

составляла 150 мДж на длине волны 1064 нм, 50 мДж на длине волны 532 нм, и 25 мДж на длине волны 355 нм. Расходимость излучения накачки во всех случаях не превышала 0.5 мрад. Наличие или отсутствие оптического пробоя в области фокальной перетяжки регистрировалось визуально через боковые окна кюветы.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.6.1.

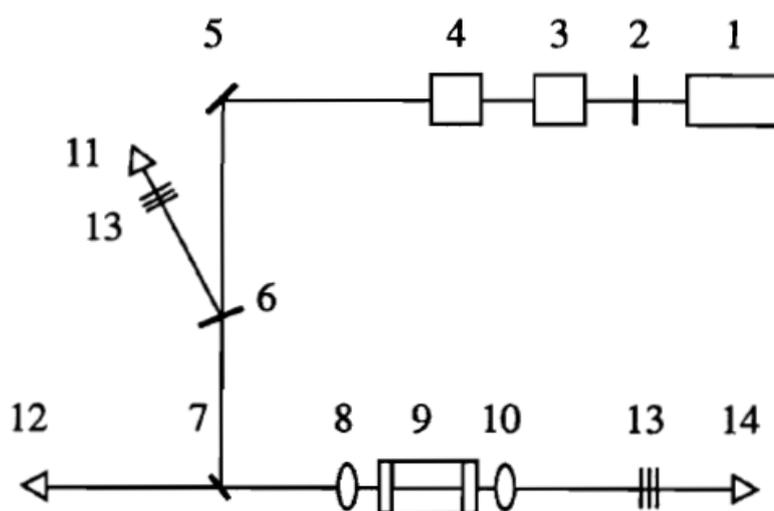


Рис. 1.6.1. Схема экспериментальной установки для исследования обратного ВКР в сжатом водороде [43]. 1 - задающий лазер; 2 - полуволновая пластинка; 3 - генератор второй гармоники; 4 - генератор третьей гармоники; 5 и 7 - дихроичные поворотные зеркала; 6 - кварцевая клиновидная пластинка; 8 и 10 - кварцевые собирающие линзы; 9 - кювета с водородом; 11, 12 и 14 - измерители ИМО-2Н (на их место при временных измерениях устанавливались ФЭК-15); 13 - стеклянные светофильтры.

Одной из задач экспериментального исследования было определение условий максимальной эффективности преобразования излучения накачки в обратную стоксову компоненту рассеяния. Максимальная квантовая эффективность процесса, достигнутая в эксперименте, составила 96%. Такая эффективность была получена при следующих значениях параметров экспериментальной установки: длина волны накачки 355 нм, ширина спектра накачки 0.15 см^{-1} , фокусное расстояние линзы 17 см, энергия импульса накачки 10 мДж. При этих условиях оптический пробой водорода не наблюдался, а попутная стоксова компонента рассеяния отсутствовала.

На рис. 1.6.2 показана зависимость квантовой эффективности обратного ВКР в водороде от энергии импульса накачки. Разные кривые на этом

рисунке соответствуют разным значениям ширины спектра накачки. Из рисунка видно, что эффективность обратного рассеяния близка к своему теоретическому пределу (100%) лишь при достаточно узком спектре накачки, а именно, $\Delta\nu_n = 0.15\text{см}^{-1}$. Заметим, что указанная величина близка к ширине спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния света назад при данных температуре и давлении водорода ($\Delta\nu_0 = 0.1\text{см}^{-1}$).

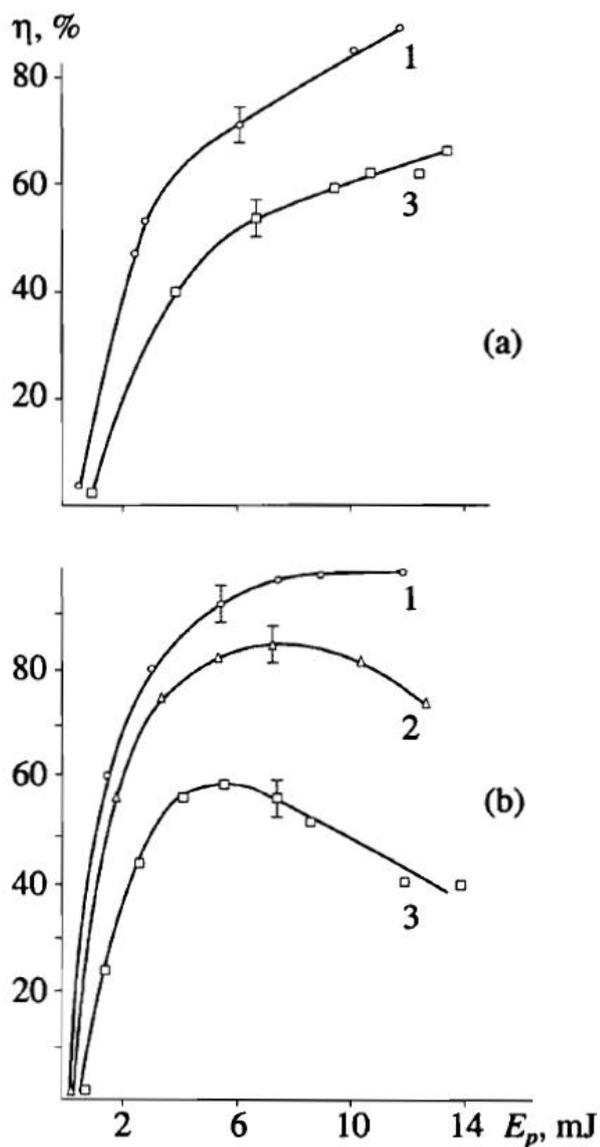


Рис. 1.6.2. Зависимость квантовой эффективности обратного ВКР в водороде от энергии накачки [43]. Длина волны накачки 355 нм, фокусные расстояния линзы 8 см (а) и 17 см (б). Разные кривые соответствуют разным значениям ширины спектра накачки: 1 - $\Delta\nu_n = 0.15\text{см}^{-1}$; 2 - 0.45см^{-1} ; 3 - 1.2см^{-1} .

Исследования показали, что расходимость стоксова излучения, возникающего при обратном ВКР в водороде, в пределах ошибок измерений совпадала с расходимостью накачки и составляла приблизительно 0.5 мрад. Измерения были выполнены при длине волны накачки, равной 532 нм. Указанная цифра относится к излучению обратной стоксовой компоненты после прохождения им линзы 8, показанной на рис. 1.6.1. Пространственное распределение поля обратной стоксовой компоненты рассеяния как в ближней, так и в дальней зоне обладало круговой симметрией. Отметим, что такие же пространственные характеристики излучения обратного ВКР наблюдались и при использовании одночастотного возбуждающего лазера [20].

Анализ экспериментальных данных.

Для теоретической интерпретации экспериментальных данных [23, 43] рассмотрим случай широкополосной накачки с интенсивностью, превышающей критическую интенсивность. Как показано в параграфе 1.5, полный инкремент обратного ВКР шумовой накачки для указанного случая можно записать в виде

$$G = \Gamma L = G_0 - \Delta G, \quad (1.6.1)$$

где $G_0 = gI_n L$ - инкремент, соответствующей монохроматической накачке, а

$$\Delta G = gI_{кр} L \quad (1.6.2)$$

- дефект инкремента, обусловленный немонахроматичностью накачки.

Формулы (1.6.1), (1.6.2) позволяют сделать следующий вывод. Для того, чтобы учесть немонахроматичность накачки, следует заменить полный инкремент ВКР G на разность $G_0 - \Delta G$, где G_0 - инкремент усиления ВКР при монохроматической накачке той же интенсивности, что и немонахроматическая. Этот результат получен для простейшей модели ВКР, использующей приближение плоских волн и заданного поля накачки. Предположим теперь, что он сохраняет силу и в более общем случае, соответствующем эксперименту, а именно, для нелинейного режима ВКР и сфокусированного пучка накачки. Тогда можно добавить формулу (1.6.1) к формуле (1.3.10) и к формуле (1.3.7) для квантовой эффективности обратного ВКР в нелинейном режиме, где $\kappa = 30$. В итоге мы получаем

следующее выражение для квантовой эффективности обратного ВКР с учетом нелинейности режима рассеяния, а также фокусировки и немонохроматичности накачки

$$\eta = 1 - \frac{30}{G}. \quad (1.6.3)$$

Здесь

$$G = gk_n P_n - \Delta G, \quad P_n = E_n / \tau_n, \quad k_n = 2\pi / \lambda_n, \quad (1.6.4)$$

$$\Delta G = gI_{кр} L = 4\pi \cdot \Delta\nu \cdot L, \quad \Delta\nu = \Delta\nu_n + \Delta\nu_0, \quad \Delta\nu_0 = \frac{1}{\pi c T_2}.$$

В этих формулах g - удельный коэффициент усиления ВКР, E_n и P_n - энергия и мощность накачки, τ_n - длительность импульса накачки, $\Delta\nu_n$ - ширина спектра накачки, λ_n - длина волны накачки, k_n - волновое число накачки, $\Delta\nu_0$ - ширина спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния, c - скорость света, L - длина кюветы с комбинационно-активной средой, T_2 - время дефазировки молекулярных колебаний. Пучок накачки считается пространственно когерентным.

Результаты расчетов по формулам (1.6.3), (1.6.4), а также экспериментальные данные [23, 43], полученные при исследовании обратного ВКР в водороде, представлены на рисунках 1.6.4, 1.6.5. Рисунок 1.6.4 показывает зависимость квантовой эффективности обратного ВКР в водороде от энергии импульса накачки при длине волны накачки $\lambda_n = 532 \text{ нм}$ и фокусном расстоянии фокусирующей линзы $f = 12 \text{ см}$. Рисунок 1.6.5 изображает аналогичную зависимость при длине волны накачки $\lambda_n = 355 \text{ нм}$ и фокусном расстоянии линзы $f = 17 \text{ см}$. Разные кривые на этих рисунках соответствуют разной ширине спектра накачки. Сплошными кривым показаны результаты теоретических расчетов, точками – экспериментальные данные. В обоих случаях температура газа $T = 298 \text{ К}$, давление $p = 70 \text{ атм}$, длительность импульса накачки $\tau_n = 15 \text{ нс}$, длина кюветы с водородом $L = 7 \text{ см}$. В этих условиях время дефазировки молекулярных колебаний $T_2 = 10^{-10} \text{ с}$, а ширина спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния $\Delta\nu_0 = 0.1 \text{ см}^{-1}$. Как показано в параграфе 1.4, удельный коэффициент усиления

ВКР в водороде при накачке с длиной волны $\lambda_n = 532 \text{ нм}$ составляет $g = 2.88 \text{ см/Гвт}$, а при накачке с длиной волны $\lambda_n = 355 \text{ нм}$ он равен 4.70 см/Гвт .

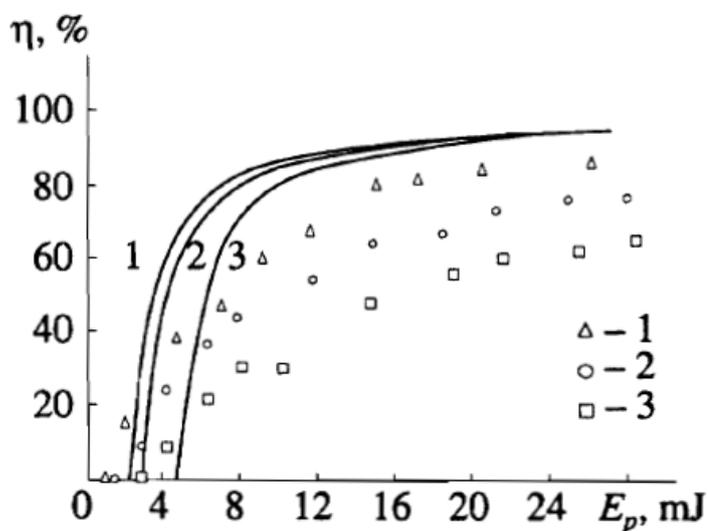


Рис. 1.6.4. Квантовая эффективность генерации первой стоксовой компоненты при обратном ВКР в сжатом водороде как функция энергии импульса накачки [43]. Фокусное расстояние линзы $f = 12 \text{ см}$. Длина волны накачки $\lambda_n = 532 \text{ нм}$. Давление водорода $p = 70 \text{ атм}$. Температура $T = 298 \text{ К}$. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошные кривые построены теоретически по формулам (1.6.3), (1.6.4). Разные кривые соответствуют разной ширине спектра накачки: $\Delta\nu_n = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (кривая 1), $\Delta\nu_n = 0.3 \text{ см}^{-1}$ (кривая 2), $\Delta\nu_n = 0.8 \text{ см}^{-1}$ (кривая 3).

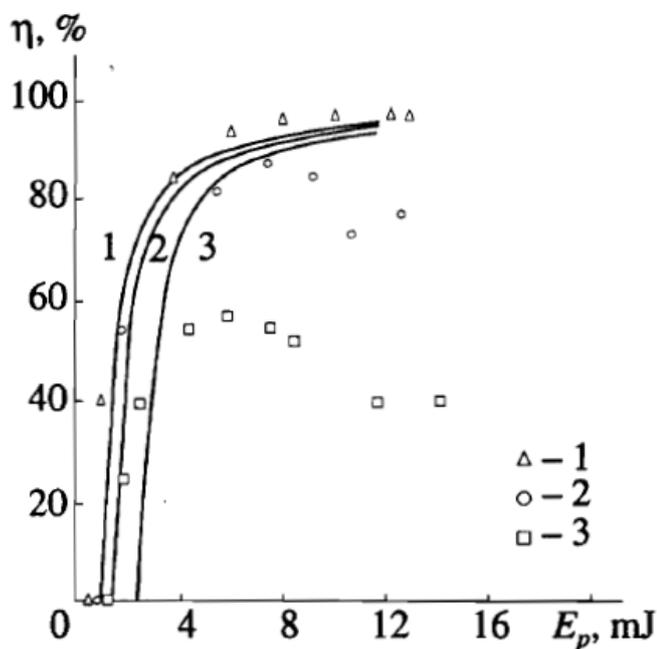


Рис. 1.6.5. Квантовая эффективность генерации первой стоксовой компоненты при обратном ВКР в сжатом водороде как функция энергии импульса накачки [43]. Фокусное расстояние линзы $f = 17\text{ см}$. Длина волны накачки $\lambda_n = 355\text{ нм}$. Давление водорода $p = 70\text{ атм}$. Температура $T = 298\text{ К}$. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошные кривые построены теоретически по формулам (1.6.3), (1.6.4). Разные кривые соответствуют разной ширине спектра накачки: $\Delta\nu_n = 0.15\text{ см}^{-1}$ (кривая 1), $\Delta\nu_n = 0.45\text{ см}^{-1}$ (кривая 2), $\Delta\nu_n = 1.2\text{ см}^{-1}$ (кривая 3).

Как видно из рисунков 1.6.4, 1.6.5, представленная здесь теоретическая модель в области небольшой эффективности преобразования правильно передает зависимость эффективности обратного ВКР в водороде от длины волны и спектральной ширины накачки.

1.7. Обсуждение результатов.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что существует режим вынужденного комбинационного рассеяния, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент, при котором рассеяния происходит преимущественно назад, а попутное рассеяния подавлено. Такой режим экспериментально наблюдался в кристаллах кальцита и нитрата бария, в также в газообразных средах – водороде и метане. Главным условием реализации режима квазистационарного обратного ВКР является достаточно малая длина комбинационно активной среды. Это условие может быть выполнено в кристаллах за счет высокой комбинационной нелинейности, а в газах – за счет фокусировки пучка накачки и высокой оптической прочности среды. Кроме того, для реализации режима обратного ВКР необходима высокая пространственная когерентность накачки, а также достаточно малая ширина спектра накачки.

Важной особенностью обратного ВКР является то, что при этом процессе отсутствует каскадная генерация высших стоксовых компонент рассеяния. Это приводит к высокой эффективности преобразования лазерного излучения в первую стоксову компоненту. Так, при ВКР в сжатом водороде и длине волны накачки 355 нм достигнута квантовая эффективность преобразования, равная 96%, что близко к теоретическому пределу. Преобразователь лазерного излучения на обратном ВКР обеспечивает высокое качество пучка. Кроме того, даже при использовании газообразной

среды, он может быть очень компактным (длиной менее 10 см), что, несомненно, является важным достоинством.

В этой главе диссертации изучено влияние на процесс обратного ВКР таких факторов как мощность излучения накачки, длина волны накачки, ширина спектра накачки, давление газообразной среды, фокусное расстояние фокусирующей линзы, длина кюветы с комбинационно-активной средой. Полученные данные свидетельствуют о том, что достигнуто ясное понимание механизма обратного ВКР. Развитая теория позволяет количественно оценивать наиболее важные характеристики обратного ВКР. Это может быть использовано при проектировании и создании преобразователей лазерного излучения, использующих явление обратного вынужденного комбинационного рассеяния.

Основные результаты

В первой главе диссертации развита модель квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, учитывающая сильную перекачку энергии в обратную стоксову компоненту и фокусировку пучка накачки. Эта модель позволяет оценивать основные параметры преобразователя лазерного излучения, в частности, эффективность генерации обратной первой стоксовой компоненты как функцию энергии импульса накачки, давления водорода, длины волны и спектральной ширины накачки.

Глава 2. Динамика обратного вынужденного комбинационного рассеяния.

2.1. Введение.

Динамика вынужденного комбинационного рассеяния изучает вопрос о том, как развивается этот процесс во времени. Этой теме посвящено много работ, среди которых отметим [177 – 205, 132, 133, 141, 158, 116, 123, 124]. В этих работах показано, что характер процесса зависит от соотношения длительности импульса накачки, времени дефазировки молекулярных колебаний, времени релаксации населенностей на комбинационно-активном переходе, времени пробега света через среду, времени прохождения светом дистанции, на которой интенсивность стоксовой компоненты становится сравнимой с интенсивностью накачки. Помимо этого играют роль направление рассеяния, генерация антистоксовой и высших стоксовых компонент рассеяния, а также некоторые другие факторы. С точки зрения практики представляют интерес следующие вопросы. Возможно ли ВКР сверхкоротких лазерных импульсов? Как зависит порог ВКР от длительности импульса накачки? Как влияет длительность импульса накачки на индикатрису ВКР? Каково время установления стационарного режима ВКР? Возможна ли компрессия лазерных импульсов при ВКР? Возможно ли обострение переднего фронта импульса при ВКР? К настоящему времени достигнуто ясное понимание физики нестационарного ВКР и найдены ответы на большинство из этих вопросов. Отметим также, что исследования в этой области привели к созданию ряда полезных устройств, прежде всего, компрессоров лазерных импульсов, основанных на явлении ВКР.

В 1966 году M. Maier, W. Kaiser, G. A. Giordmaine обнаружили стоксовы импульсы с повышенной мощностью и меньшей, чем у накачки длительностью, при встречном ВКР [177]. В 1967 году E. E. Hagenlocker, R. W. Mink, W. G. Rado исследовали нестационарное ВКР при изменении времени жизни возбуждаемых фононов более, чем на 4 порядка. Измеренный ими коэффициент усиления нестационарного ВКР оказался на несколько порядков меньше стационарного коэффициента усиления [178]. В 1968 году W. H. Culver, J. T. A. Vanderslice, V. W. T. Townsend экспериментально обнаружили генерацию коротких стоксовых импульсов с длительностью 0,3 нс при встречном ВКР в водороде [180]. Авторы показали, что при ВКР назад возможна эффективная компрессия (сжатие) лазерных импульсов с одновременным повышением их пиковой мощности. В 1969 году M. Maier, W. Kaiser, G. A. Giordmaine теоретически и экспериментально исследовали

компрессию лазерных импульсов при ВКР назад [182]. При ВКР в сероуглероде они получили стоксовы импульсы длительностью 30 пс с пиковой мощностью в 20 раз превышающей мощность импульса накачки. В 1970 году К. Н. Драбович теоретически рассчитал предельные параметры (длительность, мощность, энергию) стоксовых импульсов, генерируемых в достаточно протяженной среде при ВКР назад в режиме компрессии [184]. В том же году С. А. Ахманов, К. Н. Драбович, А. П. Сухоруков, А. С. Чиркин показали, что при ВКР сверхкоротких световых импульсов индикатриса рассеяния становится существенно асимметричной: попутное ВКР преобладает над встречным [133]. Это связано с различием в эффективной длине взаимодействия стоксова импульса и импульса накачки. Авторы отмечают, что в нестационарном режиме коэффициент усиления ВКР существенно ниже, чем в стационарном случае, и зависит от времени. Последнее приводит к сильным отличиям формы стоксова импульса от импульса накачки. После включения накачки происходит экспоненциальное нарастание стоксовой компоненты, которое не успевает завершиться к моменту выключения накачки. Поэтому стоксов импульс, вообще говоря, существенно короче импульса накачки и несколько запаздывает относительно него. К сходным выводам пришли R. L. Carman, F. Shimizu, S. S. Wang, N. Bloembergen, которые выполнили аналитические и численные расчеты нестационарного ВКР при разных формах импульса накачки [132]. В 1971 году Ю. Е. Дьяков опубликовал точное аналитическое решение уравнений нестационарного ВКР в приближении заданного поля накачки [186]. В том же году R. V. Johnson, J. H. Marburger теоретически предсказали появление пульсаций стоксова излучения из-за конкуренции попутного и встречного ВКР в протяженной среде в поле ступенчатого импульса накачки. Авторы назвали такие пульсации релаксационными колебаниями [185]. В 1974 году А. З. Грасюк исследовал особенности динамики комбинационных генераторов и усилителей с учетом взаимодействия двух стоксовых компонент ВКР. В 1975 году W. H. Lowdermilk, G. Kachen экспериментально исследовали нестационарное ВКР в водороде [190]. Они наблюдали сокращение и задержку стоксова импульса относительно импульса накачки в точном соответствии с предсказаниями нестационарной теории ВКР. В 1977 году эти же авторы экспериментально наблюдали релаксационные колебания стоксова излучения, обусловленные конкуренцией попутного и встречного ВКР [194]. Эксперименты были выполнены с шестью различными молекулярными газами. В 1979 году J. R. Murray, J. Goldhar, D. Eimerl, A. Szoke дали обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных компрессии импульсов эксимерных лазеров на основе встречного ВКР [158].

Они обсудили перспективы применения ВКР-компрессоров на крупномасштабных установках для лазерного термоядерного синтеза. В 1982 - 1984 годах В. А. Горбунов, В. Б. Иванов, С. Б. Паперный, В. Р. Старцев исследовали характер амплитудно-фазовой модуляции сверхкоротких световых импульсов, возникающей при ВКР из-за изменений направления энергообмена между накачкой и стоксовой компонентой [198, 200 - 202]. Они показали, что этот эффект снижает эффективность ВКР-преобразования частоты пикосекундных импульсов и существенно подавляет комбинационный каскадный механизм генерации высших стоксовых компонент. Авторы показали, что время релаксации колебаний среды не накладывает ограничений на процесс сжатия импульсов при встречных вынужденных рассеяниях. Основное ограничение длительности связано с оптическим пробоем и другими конкурирующими нелинейными процессами. В частности, при обратном ВКР длительность импульсов может составлять единицы пикосекунд. В 1987 году Р. Р. Бузалис, В. В. Гирдаускас, А. С. Дементьев, В. Б. Иванов, Е. К. Косенко, А. А. Мак, С. Б. Паперный, В. А. Серебряков [123] и В. Б. Иванов, А. А. Мак, С. Б. Паперный [124] сообщили о наблюдении обратного ВКР в режиме компрессии импульсов. В этих опытах в качестве комбинационно-активной среды использовался газообразный метан при давлении 30 атмосфер, а квантовая эффективность ВКР достигала 70%.

Подводя итог работам по динамике обратного ВКР, отметим, что в рамках этой проблемы выполнены весьма обширные исследования, касающиеся преобразования коротких лазерных импульсов в длинных комбинационно-активных средах, т.е. в условиях, когда

$$\tau_p < L/c$$

(τ_p - длительность импульса накачки, L - длина среды, c - скорость света). В этих условиях реализуется режим компрессии (сжатия) импульса, для которого характерно значительное (на порядок) сокращение длительности стоксова импульса и повышение его пиковой мощности по сравнению с импульсом накачки. Значительно менее подробно исследован противоположный случай ОВКР длинного импульса накачки в короткой среде, когда

$$\tau_p > L/c, \tag{2.1.1}$$

хотя данный режим тоже имеет интересные динамические особенности (релаксационные колебания).

В экспериментах [18, 20, 23, 43] наблюдался режим вынужденного комбинационного рассеяния, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент, при котором рассеяние происходит преимущественно назад, а попутное рассеяние подавлено. Этот режим реализуется при фокусировке когерентного лазерного пучка в короткой кювете с водородом и имеет ряд привлекательных особенностей: высокую эффективность преобразования лазерного излучения в обратную первую стоксову компоненту ВКР (до 96% по квантам), сохранение когерентности излучения в процессе преобразования, полное отсутствие попутного ВКР с характерной для него конкуренцией между стоксовыми и антистоксовыми компонентами различных порядков. Указанные достоинства в совокупности с компактностью ВКР-преобразователя (длина кюветы с водородом 7 см) позволяют надеяться на его широкое применение в практике.

В первой главе диссертации представлена стационарная теория обратного ВКР в водороде, учитывающая такие факторы как мощность излучения накачки, длина волны накачки, ширина спектра накачки, давление газообразной среды, фокусное расстояние фокусирующей линзы, длина кюветы с комбинационно-активной средой. Помимо этого представляет интерес теоретическое исследование динамики этого процесса. Как показывают экспериментальные исследования [18, 20, 23, 43], длительность генерируемых импульсов зависела от превышения над порогом возбуждения ВКР. Для малых энергий накачки длительность стоксова импульса составляла приблизительно 5 нс при длительности импульса накачки 15 нс. В режиме, близком к насыщению, импульсы рассеянного излучения были в 1.2– 1.5 короче импульсов накачки (рис. 2.1.1).

При определенных условиях импульсы обратного ВКР имели короткий передний фронт. Длительность фронта составляла примерно 2 нс, что близко к временному разрешению системы регистрации. Такая особенность импульса обратного рассеяния связана с динамикой встречного усиления, при которой импульс излучения ВКР, распространяющийся навстречу возбуждающему импульсу, усиливается в поле неистощенной накачки. При больших коэффициентах преобразования импульсы прошедшей накачки имели характерную треугольную форму (рис. 2.1.1) с затянутым передним и более крутым задним фронтом.

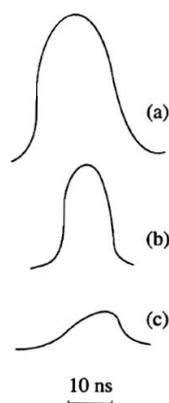


Рис. 2.1.1. Временная форма импульсов падающей накачки (а), обратной стоксовой компоненты рассеяния (б) и прошедшей накачки (в) [43].

Во второй главе диссертации методом численного моделирования изучены основные динамические режимы рассеяния (параграф 2.2), рассеяние гауссова импульса накачки (параграф 2.3), рассеяние сфокусированного пучка накачки (параграф 2.4), рассеяние в режиме компрессии импульса (параграф 2.5).

2.2. Основные динамические режимы рассеяния.

В этом параграфе рассматривается динамика обратного ВКР в условиях, когда длительность импульса накачки превышает время дефазировки молекулярных колебаний и время пробега света через среду. Выявлены три основных режима: квазистатический, пиковый и переходный. Установлены условия реализации указанных режимов и их главные характеристики.

Рассмотрим ОВКР при условии (2.1.1), которое хорошо выполнялось в экспериментах [23, 43] ($\tau_p = 30\text{нс}$, $L = 7\text{см}$, $2L/c = 0.5\text{нс}$). Кроме того, будем считать, что длительность импульса накачки значительно превосходит время дефазировки молекулярных колебаний, т.е.

$$\tau_p > T_2,$$

что также имело место в экспериментах [23, 43] (при давлении водорода 50 – 100 атм время дефазировки молекулярных колебаний составляет 0.1- 0.2 нс). Отметим, что эффекты, связанные с локальной нестационарностью ($\tau_p < T_2$) при обратном вынужденном рассеянии рассматривались в работах [192, 198, 200, 201].

Основные уравнения.

В приближении плоских волн процесс ОВКР описывается уравнениями [158, 182]

$$-\frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} = g I_p I_s, \quad \frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g I_p I_s, \quad (2.2.1)$$

где I_p, I_s - интенсивности накачки и стоксовой компоненты, ω_p, ω_s - их частоты, g - удельный коэффициент усиления ВКР (см/Вт), z - координата, t - время, c - скорость света. В (2.2.1) пренебрегается дисперсией групповых скоростей, так как при обратном ВКР она не играет существенной роли.

Введем безразмерные параметры

$$x = z/L, \quad \tau = t/\tau_p, \quad S = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{I_s}{I_0}, \quad P = I_p/I_0,$$

где L - длина кюветы, τ_p - длительность импульса накачки, I_0 - максимальная интенсивность накачки. В этих переменных уравнения (2.2.1) приобретают вид

$$-\frac{\partial S}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \tau} = GPS, \quad \frac{\partial P}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial P}{\partial \tau} = -GPS, \quad (2.2.2)$$

где

$$\varepsilon = \frac{L}{c\tau_p}, \quad G = gLI_0.$$

Для того, чтобы описать ВКР в режиме генерации, заменим в правой части первого уравнения (2.2.2) S на $S + \mu$, где $\mu = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{I_{sL}}{I_0}$ - относительная затравка стоксовой компоненты. Тогда получим

$$-\frac{\partial S}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \tau} = GP(S + \mu), \quad \frac{\partial P}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial P}{\partial \tau} = -GPS, \quad (2.2.3)$$

Система уравнений (2.2.3) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$P(x=0, \tau) = F(\tau), \quad S(x=1, \tau) = 0, \quad P(x, \tau=0) = 0, \quad S(x, \tau=0) = 0. \quad (2.2.4)$$

Здесь функция $F(x)$ описывает форму импульса накачки.

Для решения задачи (2.2.3), (2.2.4) мы использовали численный метод, изложенный в [261]. Точность вычислений контролировалась по закону сохранения энергии, который имеет вид

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I_p(z=0, t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(z=L, t) dt + \frac{\omega_p}{\omega_s} \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(z=0, t) dt$$

или в безразмерных переменных

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(x=0, \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x=1, \tau) d\tau + \int_{-\infty}^{+\infty} S(x=0, \tau) d\tau.$$

Необходимая точность вычислений достигалась путем изменения шага интегрирования. Для количественной характеристики погрешности вычислений мы ввели параметр

$$\delta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P(x=0, \tau) d\tau - \int_{-\infty}^{+\infty} P(x=1, \tau) d\tau - \int_{-\infty}^{+\infty} S(x=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(x=0, \tau) d\tau}.$$

Этот параметр рассчитывался вместе с функциями $P(x=1, \tau), S(x=0, \tau)$ и квантовой энергетической эффективностью ОВКР

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} S(x=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(x=0, \tau) d\tau}.$$

Результаты расчетов и выводы.

Основные результаты расчетов представлены на рис. 2.2.1 – 2.2.3. Анализ полученных данных показывает, что характер динамики ОВКР определяется соотношением трех параметров: длительности импульса накачки τ_p , времени

пробега света через среду L/c и длительности переднего фронта импульса накачки $\Delta\tau_p$. При этом можно выделить три основных режима: квазистатический, пиковый и переходный. Рассмотрим эти режимы отдельно.

Квазистатический режим.

Если импульс накачки достаточно длинный и имеет пологий передний фронт, так что выполняются условия

$$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \gg L/c,$$

то имеет место квазистатический режим ОВКР, при котором импульс стоксова излучения повторяет по форме импульс накачки, точнее, форму той части импульса накачки, для которой превышен порог ОВКР. Типичный пример такого рода представлен на рис. 2.2.1, где показан входной гауссов импульс накачки длительностью $\tau_p = 30$ нс, импульс обратного стоксова излучения и импульс излучения накачки, прошедшего через кювету. Параметры численного эксперимента: $G = 50, \mu = 10^{-14}, L = 7$ см, $\eta = 17\%, \delta = 3.2\%$.

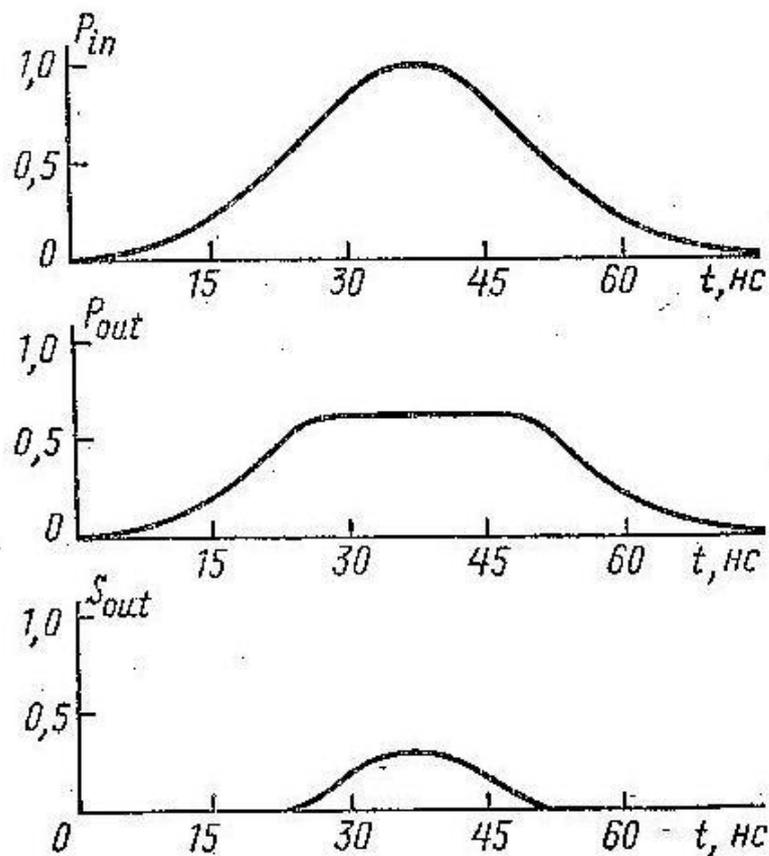


Рис. 2.2.1. Динамика ОВКР в квазистатическом режиме.

Видно, что стоксов импульс с высокой точностью воспроизводит по форме вершину импульса накачки, начиная от уровня, определяемого порогом ВКР. Прошедшее через кювету излучение накачки имеет вид импульса со срезанной вершиной. Заметим, кстати, что по отношению к прошедшей накачке кювета с комбинационно-активной средой действует в данном случае как своеобразный ограничитель интенсивности (мощности) излучения, причем уровень ограничения определяется порогом ВКР.

Интенсивность стоксова излучения и эффективность ОВКР в квазистатическом режиме можно посчитать по формуле

$$\eta(t) = \frac{\omega_p I_{s0}(t)}{\omega_s I_{p0}(t)} = 1 - \frac{\ln(1/\mu)}{G(t)}, \quad (2.2.5)$$

где

$$G(t) = gLI_{p0}(t) \quad (2.2.6)$$

- зависящий от времени полный инкремент ВКР, $I_{p0}(t) = I_p(z=0, t)$, $I_{s0}(t) = I_s(z=0, t)$ - интенсивности накачки и обратной стоксовой компоненты на входном окне кюветы. Формулы (2.2.5), (2.2.6) представляют собой обобщение соответствующих формул стационарной нелинейной теории ОВКР (см., например, [1]) на случай, когда интенсивность входной накачки медленно меняется с течением времени.

Пичковый режим.

Если импульс накачки не слишком длинный и имеет крутой передний фронт, так что выполняются условия

$$\tau_p \geq L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c,$$

то имеет место пичковый режим ОВКР, при котором обратное стоксово излучение и прошедшее через кювету излучение накачки имеют вид последовательности коротких импульсов (пичков), следующих друг за другом с периодом $2L/c$, равным двойному времени пробега света через среду. Пример ОВКР в пичковом режиме показана на рис. 2.2.2. Расчет

сделан для прямоугольного входного импульса накачки длительностью $\tau_p = 1 \text{ нс}$. Остальные параметры: $G = 80$, $\mu = 10^{-14}$, $L = 7 \text{ см}$, $\eta = 57\%$, $\delta = 6.7\%$.

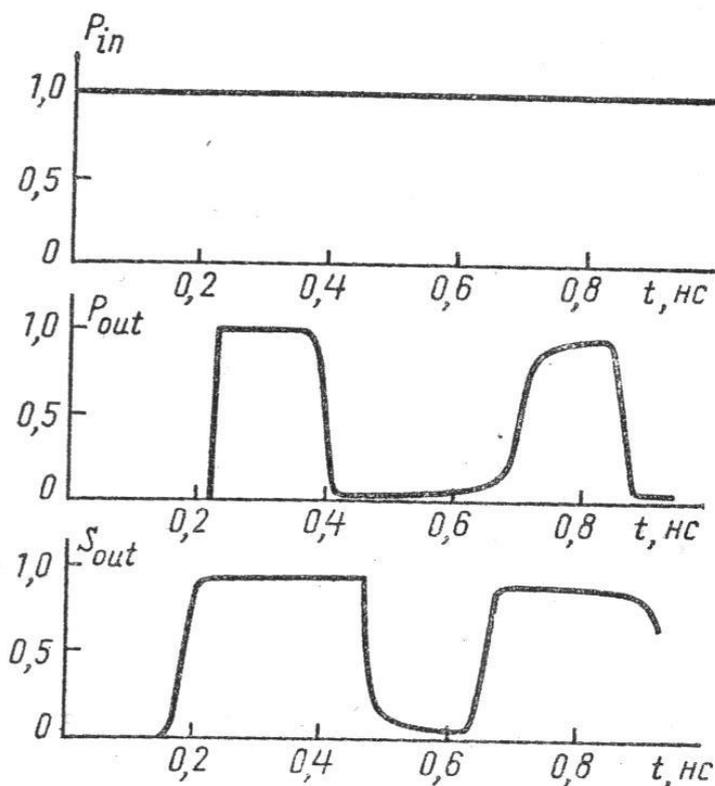


Рис. 2.2.2. Пиковый режим ОВКР.

Существование пикового режима при ОВКР и вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна было впервые предсказано в работе [185] на основании численного решения уравнений типа (2.2.3). Колебания интенсивности обратного вынужденного рассеяния авторы [185] назвали релаксационными колебаниями. В работе [194] были экспериментально обнаружены пульсации подобного типа при ВКР в молекулярных газах.

Оценим основные параметры пикового режима ОВКР (см. также [185]). При проникновении волны накачки в среду на глубину l , определяемую формулой

$$\mu \cdot \exp(gI_p l) = 1, \quad (2.2.7)$$

возникают условия, при которых встречная стоксова волна может усилиться до уровня, сравнимого с уровнем волны накачки. Согласно (2.2.7)

$$l = \frac{1}{gI_p} \ln(1/\mu).$$

Время, необходимое волне накачки для проникновения в среду на глубину l , есть $t_1 = l/c$. Такое же время необходимо стоксовой волне, чтобы пройти путь l навстречу волне накачки и достичь входного окна кюветы. В этот момент за счет сильного ВКР-преобразования излучения накачки в обратное стоксово излучение происходит «обрезание» импульса накачки, распространяющегося в среде. Таким образом, можно ожидать, что на выходе кюветы появится импульс накачки длительностью

$$t_2 = 2t_1 = \frac{2L}{c} \frac{\ln(1/\mu)}{G}. \quad (2.2.8)$$

Примерно такую же величину составляет задержка фронта стоксова импульса относительно переднего фронта импульса накачки на входном окне кюветы. Распространяющийся в среде импульс накачки длительностью t_2 создает сильную обратную стоксову волну на всем протяжении кюветы с комбинационно-активной средой. Встречаясь с волной накачки вблизи входного окна кюветы, обратная стоксова волна вызывает сильное ВКР-преобразование накачки, которое истощает поступающее в среду излучение накачки или, иными словами, препятствует проникновению накачки вглубь среды. Из этих соображений следует, что длительность стоксова пика, выходящего из кюветы, должна составлять приблизительно время

$$t_3 = \frac{2L}{c} - t_2 = \frac{2L}{c} \cdot \left(1 - \frac{\ln(1/\mu)}{G}\right),$$

И примерно такое же время продолжается пауза между пиками накачки на другом конце кюветы. По прошествии времени двойного пробега света через среду $2L/c$ весь процесс повторяется снова. Результаты численных расчетов, проведенных нами для различных значений параметров μ, L, G , подтверждают эти выводы.

Заметим, что согласно формуле (2.2.8), встречный ВКР-усилитель по отношению к проходящему через него излучению накачки может при определенных условиях действовать как скоростной нелинейно-оптический затвор. Так, например, если $G = 80, \mu = 10^{-8}, L = 7\text{ см}, \tau_p = 1\text{ нс}$, то длительность прошедшего через кювету импульса накачки («время срабатывания затвора») составит, согласно (2.2.8), $t_2 = 0.1\text{ нс}$. Заметим, однако, что для выяснения предельного быстродействия подобной системы необходим, очевидно,

анализ, учитывающий конечность времени дефазировки молекулярных колебаний T_2 .

Переходный режим.

Если импульс накачки имеет крутой передний фронт и большую длительность, так что

$$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c,$$

то колебания ОВКР сначала выражены сильно, а затем постепенно затухают и устанавливается квазистатический режим рассеяния с эффективностью преобразования, определяемой формулой (2.2.5). Весь процесс в целом, начинающийся с генерации пиков и завершающийся установлением постоянной интенсивности рассеяния, естественно назвать переходным режимом ОВКР.

Типичная динамика интенсивностей в этом режиме показана на рис. 2.2.3. Представленные на этом рисунке данные получены в результате численного решения уравнений (2.2.3) для входного импульса накачки прямоугольной формы и следующих значений параметров: $G = 80, \mu = 10^{-14}, L = 7 \text{ см}$. Основной характеристикой переходного режима является его длительность (время установления) t_{tr} . В работе [262] получена аналитическая оценка времени установления, которая выражается формулой

$$t_{tr} = \frac{2L}{c} G. \quad (2.2.9)$$

Мы провели расчеты времени установления, определив его как время, по прошествии которого интенсивность стоксова излучения отклоняется от своего стационарного уровня не более чем на 10%. Результаты, полученные для значений $G \gg G_{th}, G_{th} = \ln(1/\mu)$, показывают, что время установления стационарного режима ОВКР можно оценить по формуле

$$t_{tr} = \frac{2L}{c} G_{th} = \frac{2L}{c} \ln(1/\mu). \quad (2.2.10)$$

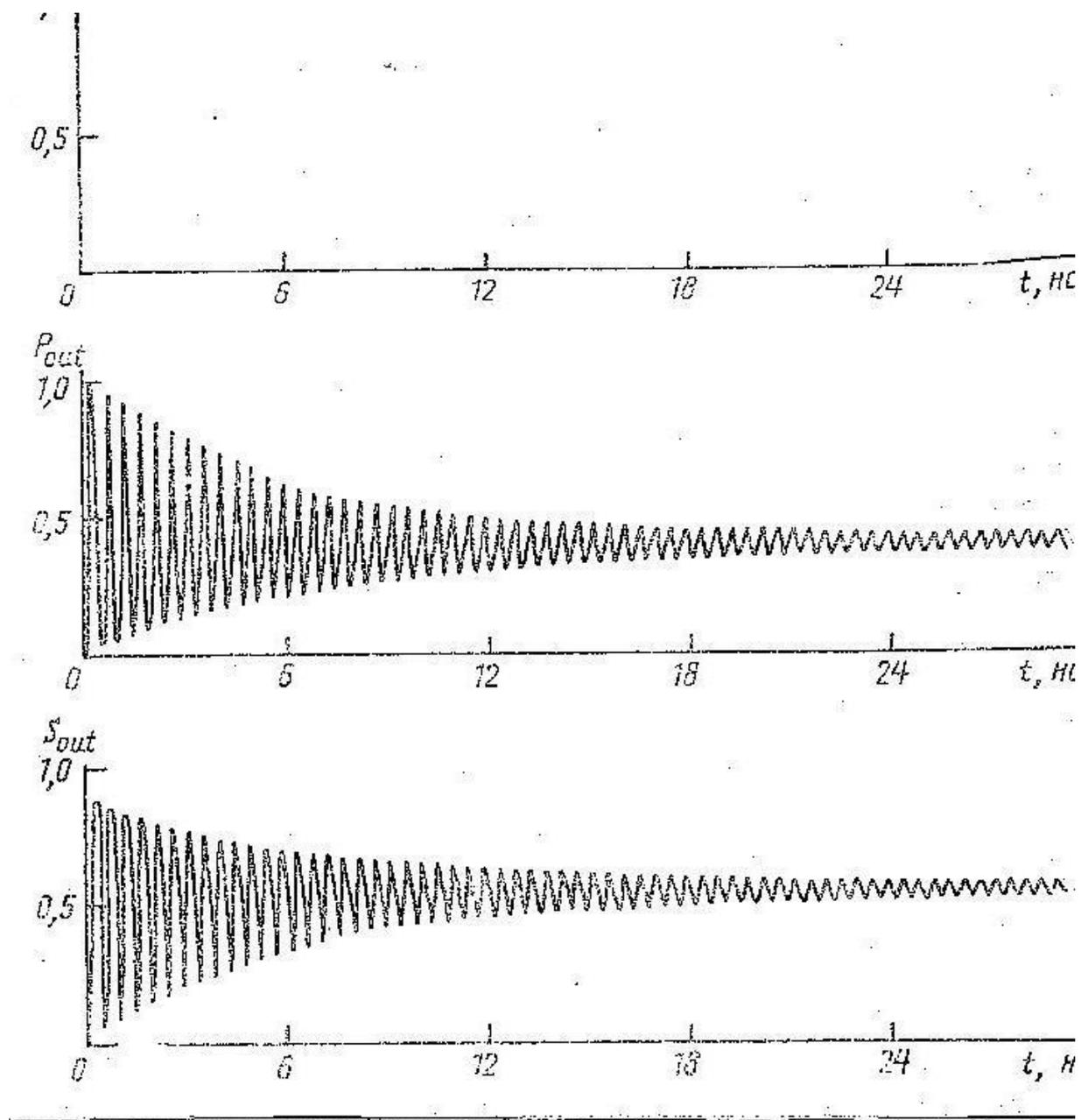


Рис. 2.2.3. Переходный режим ОКР.

Таким образом, формула (2.2.9) оказывается приближенно верной лишь в области вблизи порога ВКР. Итак, по нашим данным, время установления t_{tr} приблизительно равно времени двойного пробега света через среду, умноженному на пороговый инкремент ВКР. В частности, для режима ВКР-генерации, когда $G_{th} = \ln(1/\mu) = 30$, оценка (2.2.10) дает $t_{tr} = 60L/c$.

Заключение.

В результате численного моделирования динамики обратного ВКР выявлены три основных режима: квазистатический, пиковый и переходный.

Реализация того или иного режима зависит от соотношения между длительностью импульса τ_p , временем пробега света через среду L/c и длительностью переднего фронта импульса накачки $\Delta\tau_p$. А именно,

$\tau_p \gg L/c, \Delta\tau_p \gg L/c$ - квазистатический режим,

$\tau_p \geq L/c, \Delta\tau_p \ll L/c$ - пиковый режим,

$\tau_p \gg L/c, \Delta\tau_p \ll L/c$ - переходный режим.

Существование квазистатического режима объясняет экспериментальные данные, полученные в [20, 23]. Характеристики пикового режима соответствуют найденным в [185]. Время установления стационарного режима ОВКР определяется формулой (2.2.10).

2.3. Рассеяние гауссова импульса накачки.

Расчеты, выполненные в параграфе 2.2, показывают, что в процессе обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ОВКР) импульс стоксова излучения может приобретать существенную модуляцию. В настоящем параграфе на примере импульса накачки гауссовой формы мы рассмотрим вопрос о том, как изменяется модуляция импульса обратного ВКР при изменении длительности импульса накачки.

Постановка задачи.

Задача, которая решалась в данном параграфе, описывается формулами (2.2.3), (2.2.4). Здесь эта задача решалась численно методом «предиктор – корректор». Форма импульса накачки считалась гауссовой, а относительная затравка ВКР полагалась равной $\mu = 10^{-14}$. Точность счета контролировалась по выполнению закона сохранения энергии. Количественной мерой погрешности вычислений служит параметр δ , имеющий смысл относительного дисбаланса энергий. Этот и другие параметры определены в этом параграфе так же, как и в параграфе 2.2. Необходимая точность вычислений достигалась путем изменения шага интегрирования.

Результаты расчетов и выводы.

Основные результаты расчетов представлены на рисунках 2.3.1 – 2.3.3. На этих рисунках показаны зависимости от времени интенсивностей накачки на

входе и выходе комбинационно-активной среды, а также выходной интенсивности обратной стоксовой компоненты рассеяния. Параметры численного эксперимента: $G = 80$, $\mu = 10^{-14}$, $L = 7\text{ см}$. Помимо формы импульсов вычислялась также полная энергетическая эффективность преобразования η . Определение этого параметра дано в параграфе 2.2. В расчетах, представленных ниже, $\eta = 43 - 44\%$. Относительная ошибка вычислений δ во всех случаях не превышала 0.6%. Анализ полученных данных позволяет выделить три основных динамических режима ОВКР гауссова импульса накачки: квазистатический, модуляционный (пиковый) и режим ОВКР в безграничной среде. Остановимся коротко на каждом из них.

Квазистатический режим.

Этот режим реализуется, если гауссов импульс накачки достаточно длинный, так что

$$c\tau_p / L \geq 30.$$

Это условие означает, что за время импульса свет успевает многократно пройти расстояние, равное длине кюветы с комбинационно-активной средой. Как показывают наши расчеты, в этом случае генерируемый импульс обратного стоксова излучения имеет гладкую огибающую и не несет заметных следов модуляции. По форме он повторяет импульс накачки, точнее, ту его часть, для которой превышен порог ВКР (см. рис. 2.3.1).

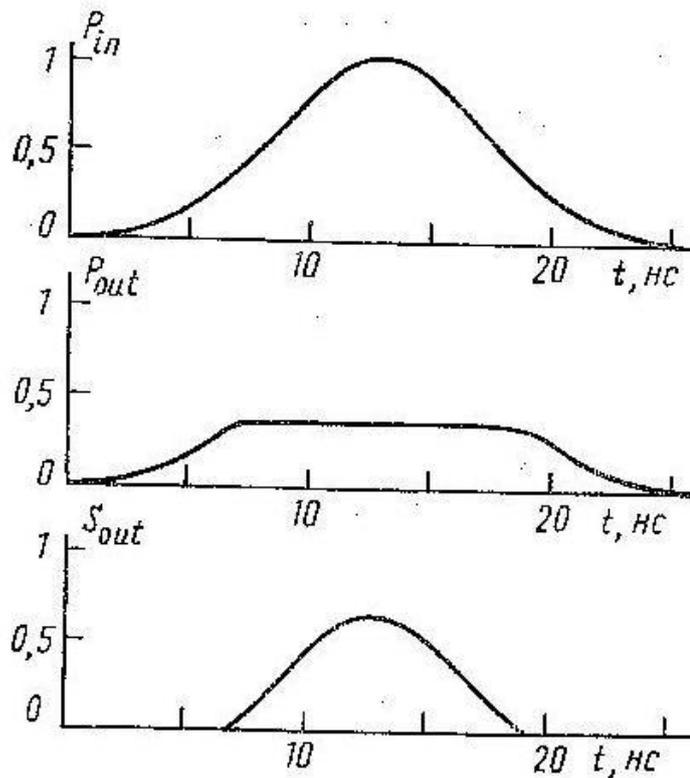


Рис. 2.3.1. Квазистатический режим ОВКР гауссова импульса накачки.
 Параметры расчета: $\tau_p = 10 \text{ нс}$, $c\tau_p / L = 43$.

Форма импульса обратной стоксовой компоненты, а также эффективность преобразования излучения могут быть вычислены по формулам квазистатической теории параграфа 2.2.

Модуляционный (пиковый) режим.

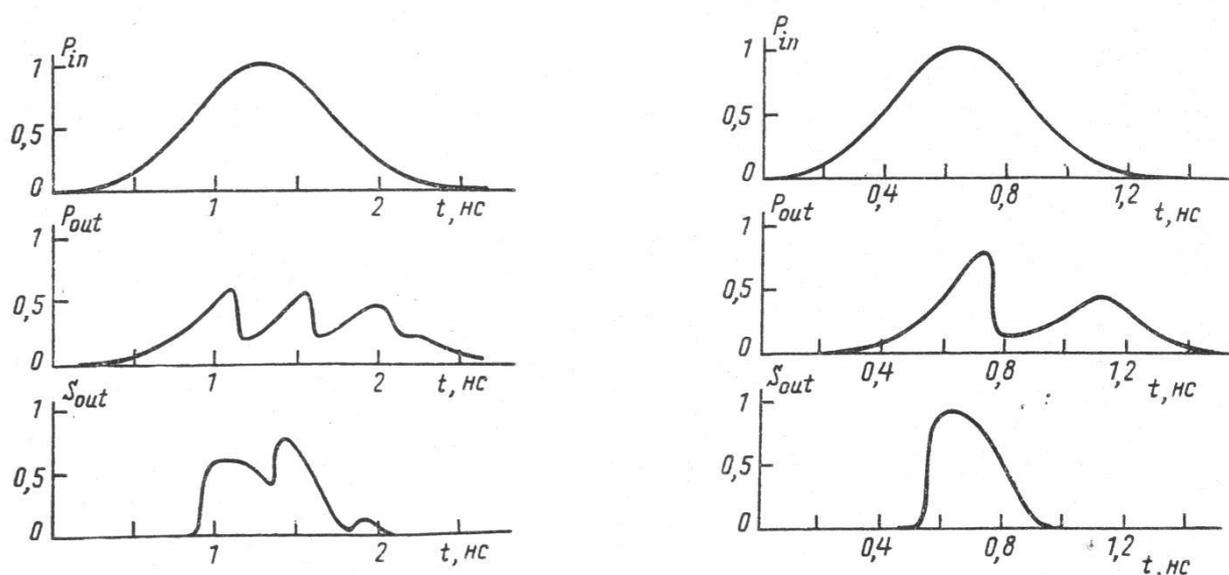
Если длительность гауссова импульса накачки такова, что

$$5 \leq c\tau_p / L \leq 25,$$

то имеет место заметная модуляция интенсивности ОВКР (рис. 2.3.2). Период модуляции равен времени двойного пробега света через среду $T = 2L/c$ и не зависит от интенсивности накачки (в области выше порога ВКР). Величина периода указывает на то, что механизм модуляции тот же, что и в случае импульса накачки с прямоугольным передним фронтом [31, 36, 194]. А именно: модуляция обусловлена истощением накачки встречным стоксовым излучением. Подобная модуляция наблюдалась экспериментально в работе [194]. Заметим, однако, что в этой работе ОВКР возбуждалось

сфокусированным лазерным пучком, и период модуляции определялся временем пробега света через область фокальной перетяжки пучка накачки.

Расчеты показывают, что форма модуляции интенсивностей прошедшей накачки и обратной стоксовой компоненты рассеяния близка к синусоидальной или пилообразной. Затухание модуляции происходит очень медленно. Это согласуется с оценкой длительности переходного процесса $T_{tr} = 30T$, полученной в [31, 36]. В условиях, когда модуляция хорошо выражена, у каждого пика выходной накачки пологий передний и крутой задний фронт. У пиков стоксовой компоненты рассеяния, наоборот, крутой передний фронт и пологий задний. При $c\tau_p/L \approx 2$ успевает образоваться только один пик выходного стока излучения. При этом генерируемый стоксов импульс оказывается примерно вдвое короче импульса накачки (см. рис. 2.3.2б).



А

Б

Рис. 2.3.2. Модуляционный режим ОВКР гауссова импульса накачки. Параметры расчета: $\tau_p = 1 \text{ нс}$, $c\tau_p/L = 4.3$ (А) и $\tau_p = 0.5 \text{ нс}$, $c\tau_p/L = 2.1$ (Б).

Глубина модуляции интенсивностей обратной стоксовой волны и прошедшей накачки почти не зависят от интенсивности накачки, однако сильно зависят от длительности импульса накачки. А именно, глубина модуляции монотонно возрастает от 0 до 50% при уменьшении параметра $c\tau_p/L$ от 30 до 5. При этом модуляция прошедшей накачки несколько глубже, чем модуляция обратной стоксовой волны.

Модуляция интенсивности обратной стоксовой компоненты рассеяния почти не влияет на суммарную энергетическую эффективность преобразования излучения при ОВКР, которая определяется, в основном, уровнем интенсивности накачки.

Режим ОВКР в безграничной среде.

В области $c\tau_p/L \leq 2$ ОВКР происходит подобно тому, как если бы импульс накачки распространялся в безграничной среде. Типичный пример динамики ОВКР в этом режиме представлен на рис. 2.3.3.

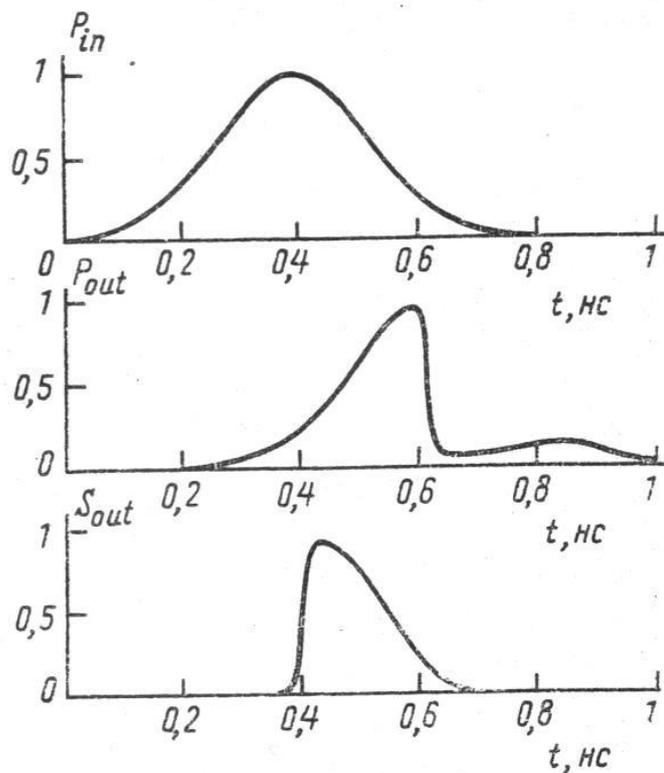


Рис. 2.3.3. Режим ОВКР гауссова импульса накачки в безграничной среде.

Параметры расчета: $\tau_p = 0.3 \text{ нс}$, $c\tau_p/L = 1.3$.

Расчеты показывают, что при фиксированном уровне интенсивности накачки параметры выходных импульсов накачки и стоксовой компоненты рассеяния почти не зависят от длины комбинационно-активной среды. Характерной особенностью данного режима является то, что передний фронт обратного стоксова импульса значительно короче фронта импульса накачки. Отметим, что встречное взаимодействие импульсов накачки и стоксовой компоненты рассеяния в безграничной среде описывается простыми аналитическими формулами [158, 182].

2.4. Рассеяние сфокусированного пучка накачки.

В этом параграфе получены приближенные динамические уравнения для мощностей световых волн, описывающие процесс обратного вынужденного комбинационного рассеяния с учетом инерционности молекулярных колебаний и фокусировки пучка накачки. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по ВКР в водороде.

В экспериментах [20, 23, 32] продемонстрирована возможность эффективного преобразования частоты лазерного излучения на основе процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ОВКР) в сжатом водороде. В этих опытах использовались лазерные импульсы видимого и УФ диапазонов длительностью $\tau_p = 20 - 30 \text{ нс}$ с энергией порядка нескольких миллиджоулей. Процесс ОВКР осуществлялся в короткой кювете (длина кюветы $L = 7 \text{ см}$) при фокусировке лазерного пучка линзами с фокусным расстоянием $f = 8 - 16 \text{ см}$. Давление водорода составляло 50-100 атм. При этом время дефазировки молекулярных колебаний $T_2 = 0.1 - 0.2 \text{ нс}$. Поскольку выполнялось условие $T_2 \ll \tau_p$, режим ВКР близок к квазистационарному.

В работах [20, 23, 32] отмечается высокая энергетическая эффективность преобразования лазерного излучения в излучение обратной стоксовой компоненты рассеяния (до 96% по квантам). Практически отсутствуют конкурирующие нелинейно-оптические процессы. Таким образом, данный режим ВКР представляет интерес с точки зрения создания компактных и эффективных преобразователей частоты лазерного излучения.

Цель настоящего параграфа заключается в построении численной модели обратного вынужденного комбинационного рассеяния, которая учитывала бы сильную перекачку энергии лазерного излучения в обратную стоксову волну, фокусировку пучка накачки, локальную и волновую динамику процесса рассеяния.

Основные уравнения.

В условиях экспериментов [20, 23, 32] основную роль играют две световые волны: волна накачки и волна обратной стоксовой компоненты. Имея в виду это обстоятельство, запишем световое поле в виде

$$E = \frac{1}{2} A_p \exp[i(\omega_p t - k_p z)] + \frac{1}{2} A_s \exp[i(\omega_s t - k_s z)] + \text{к.с.}$$

Здесь буквами A, ω, k обозначены соответственно комплексные амплитуды, частоты и волновые числа. Индекс «р» относится к волне накачки, индекс «s» - к стоксовой компоненте рассеяния. Интенсивности световых волн выражаются формулами (дисперсией водорода пренебрегаем)

$$I_{p,s} = \frac{c}{8\pi} |A_{p,s}|^2.$$

а их мощности

$$P_{p,s}(z) = \frac{c}{8\pi} \int |A_{p,s}(r, z)|^2 d^2r, \quad (2.4.1)$$

где интегрирование ведется по поперечному сечению световых пучков. Координата z отсчитывается вдоль оси пучка накачки.

Используя стандартную методику (см., например, [17, 116, 182]), получим следующие уравнения, описывающие взаимодействие света с комбинационно-активной средой:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{T_2} &= \gamma_q A n, \quad A = A_p A_s^*, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{T_1} &= \gamma_n \cdot (A Q^* - A^* Q), \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{u_p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} A_p &= \gamma_p A_s Q, \\ -\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{u_s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} A_s &= \gamma_s A_p Q^*. \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Здесь Q - амплитуда молекулярных колебаний (амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности двухуровневой системы), $n = \rho_{11} - \rho_{22}$ - нормированная разность населенностей, n_0 - равновесное значение n в отсутствие поля, $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ - оператор Лапласа по поперечным координатам пучка, u_p, u_s - групповые скорости волн накачки и стоксовой компоненты. Данные уравнения учитывают локальную и волновую нестационарность процесса ОВКР, насыщение комбинационно-активного

перехода, дифракцию (фокусировку), истощение накачки. Постоянные коэффициенты в (2.4.2) определяются формулами

$$\gamma_q = \frac{\alpha'}{4iM\omega_0}, \gamma_n = \frac{i\alpha'}{4h}, \gamma_p = \frac{\pi N\alpha'\omega_p}{in_p c}, \gamma_s = \frac{\pi N\alpha'\omega_s}{in_s c}.$$

Здесь α' - производная электронной поляризуемости молекулы по ядерной координате, взятая в положении равновесия ядер, M - приведенная масса молекулярного осциллятора, ω_0 - частота комбинационно-активных молекулярных колебаний, N - число молекул в единице объема, n_p и n_s - показатели преломления комбинационно-активной среды на частотах накачки и стоксовой компоненты рассеяния.

В дальнейшем мы будем пренебрегать изменением заселенностей уровней под действием света, а также дисперсией среды. В этом случае $n = n_0 = 1, u_p = u_s = c, n_p = n_s = 1$, и система уравнений приобретет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{T_2} &= \gamma_q A_p A_s^*, \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} A_p &= \gamma_p A_s Q, \\ -\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} A_s &= \gamma_s A_p Q^*. \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Приближение безынерционных молекулярных колебаний.

В экспериментах [20, 23, 32] выполнялось условие $T_2 \ll \tau_p$. Это дает возможность пренебречь производной по времени в уравнении для амплитуды молекулярных колебаний, т.е. рассмотреть задачу в приближении безынерционных молекулярных колебаний, когда $Q = \gamma_q T_2 A_p A_s^*$. В этом приближении уравнения (2.4.3) приобретают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} A_p &= -\frac{1}{2} g_p I_s A_p, \\ -\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} A_s &= \frac{1}{2} g I_p A_s, \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

где $g_p = g\omega_p / \omega_s$,

$$g = \frac{16\pi}{c} \gamma_s \gamma_q^* T_2 = \frac{4\pi^2 N(\alpha')^2 \omega_s T_2}{c^2 M \omega_0} \quad (2.4.5)$$

- удельный коэффициент усиления ВКР.

Уравнения для мощностей взаимодействующих волн.

Так как мы интересуемся прежде всего энергетическими характеристиками процесса ОВКР, целесообразно перейти к уравнениям для мощностей взаимодействующих волн. Для этого продифференцируем по z уравнения (2.4.1) и подставим производные амплитуд из уравнений (2.4.4). Интеграл по поперечному сечению пучка от слагаемых, описывающих дифракцию, обращается в ноль:

$$\int (A_{s,p}^* \Delta_{\perp} A_{s,p} - A_{s,p} \Delta_{\perp} A_{s,p}^*) d^2 r = 0. \quad (2.4.6)$$

Физически это связано с тем, что дифракция и фокусировка не меняют полной мощности светового пучка. Математически формула (2.4.6) может быть получена путем интегрирования по частям. В итоге уравнения ОВКР приобретают вид

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{g_p}{S(z)} P_p P_s, \quad -\frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P_s}{\partial t} = \frac{g}{S(z)} P_p P_s, \quad (2.4.7)$$

где функция $S(z)$ определяется формулой

$$S(z) = \frac{\int I_p(r, z) d^2 r \cdot \int I_s(r, z) d^2 r}{\int I_p(r, z) I_s(r, z) d^2 r}. \quad (2.4.8)$$

Аналогичный подход был использован в работе [20], где получены стационарные уравнения для мощностей взаимодействующих волн.

Приближение прямоугольного профиля пучка.

Точное вычисление функции $S(z)$, определяемой формулой (2.4.8), требует решения уравнений (2.4.4). Предлагаемый нами приближенный метод учета фокусировки основан на том, что профили световых пучков считаются прямоугольными. Благодаря эффекту обращения волнового

фронта ширины пучков накачки и обратной стоксовой компоненты рассеяния в любом сечении z одинаковы. Из формулы (2.4.8) нетрудно видеть, что в этих условиях функция $S(z)$ приобретает смысл площади поперечного сечения пучка накачки в точке z . Воспользуемся для $S(z)$ стандартным выражением, описывающим изменение площади поперечного сечения сфокусированного когерентного гауссова пучка (см., например, [8]). Это выражение имеет вид

$$S(z) = \pi \rho_0^2 \cdot \left[\left(1 - \frac{z + f - L/2}{f} \right)^2 + \left(\frac{z + f - L/2}{k_p \rho_0^2} \right)^2 \right], \quad (2.4.9)$$

где $k_p = 2\pi/\lambda_p$ - волновое число накачки, f - фокусное расстояние линзы, ρ_0 - радиус пучка накачки, падающего на линзу, L - длина кюветы с комбинационно-активной средой. Координата z отсчитывается от границы нелинейной среды в направлении лазерного пучка. В соответствии с условиями экспериментов [20, 23, 32] считается, что накачка фокусируется в центр кюветы (рис. 2.4.1).

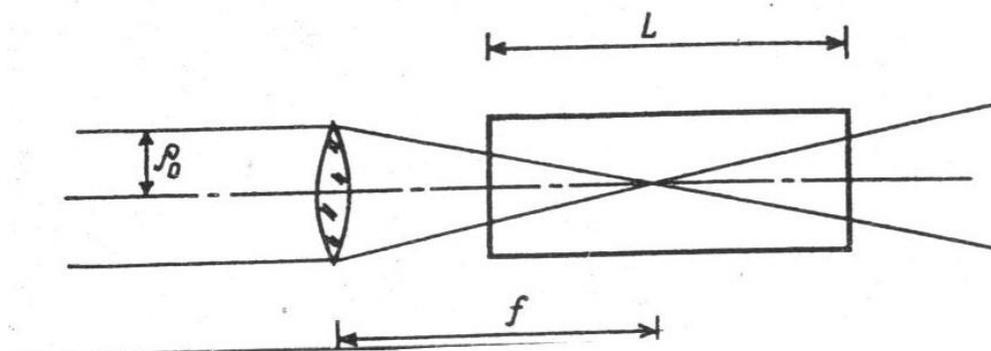


Рис. 2.4.1. Схема фокусировки лазерного пучка в кювету с комбинационно-активной средой.

Система уравнений (2.4.7), (2.4.9) позволяет исследовать динамику и энергетику ОВКР без учета локальной нестационарности, однако с учетом фокусировки пучка накачки.

Учет инерционности молекулярных колебаний.

Численное моделирование процесса ОВКР с помощью уравнений (2.4.7), (2.4.9) показывает, что даже при условии $\tau_p \gg T_2$ возможны такие динамические режимы рассеяния, при которых длительности пиков обратной стоксовой компоненты рассеяния сравнимы с величиной T_2 . Это указывает на необходимость учета локальной нестационарности ОВКР. Ниже мы обобщим уравнения (2.4.7) таким образом, чтобы модель учитывала как инерционность молекулярных колебаний, так и фокусировку пучка накачки.

Начнем с динамической части задачи. В приближении плоских волн получаем из (2.4.3) уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{T_2} &= \gamma_q A_p A_s^*, \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} &= \gamma_p A_s Q, \\ -\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} &= \gamma_s A_p Q^*. \end{aligned} \quad (2.4.10)$$

Перейдем к действительным переменным. Для этого введем величины $a_s, a_p, q, \sigma_q, \sigma_p, \sigma_s$, определив их формулами

$$A_p = i \sqrt{\frac{8\pi}{c}} a_p, A_s = \sqrt{\frac{8\pi}{c}} a_s, Q = \frac{8\pi}{c} \sigma_q T_2 q, \sigma_q = i \gamma_q, \sigma_s = i \gamma_s, \sigma_p = i \gamma_p. \quad (2.4.11)$$

Подставив (2.4.11) в (2.4.10), получим уравнения

$$\begin{aligned} T_2 \frac{\partial q}{\partial t} + q &= a_p a_s^*, \\ \frac{\partial a_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial a_p}{\partial t} &= -\frac{1}{2} g_p a_s q, \\ -\frac{\partial a_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial a_s}{\partial t} &= \frac{1}{2} g_a p q^*, \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

где параметры g, g_p определены формулами (2.4.5).

Так как система уравнений (2.4.12) имеет действительные коэффициенты, ее решение также будет действительным (начальные и граничные условия действительны). Следовательно, $a_s^* = a_s, q^* = q$, и мы приходим к уравнениям для действительных величин

$$T_2 \frac{\partial q}{\partial t} + q = a_p a_s,$$

$$\frac{\partial a_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial a_p}{\partial t} = -\frac{1}{2} g_p a_s q,$$

$$-\frac{\partial a_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial a_s}{\partial t} = \frac{1}{2} g_p a_p q,$$

причем интенсивности световых волн выражаются через нормированные амплитуды a_p, a_s следующим образом: $I_p = a_p^2, I_s = a_s^2$.

Теперь обратимся к пространственной части задачи. Будем считать, как и прежде, что пучки накачки и стоксовой компоненты рассеяния имеют прямоугольные профили одинаковой ширины. Тогда мощности световых волн выражаются формулами $P_p = I_p S(z), P_s = I_s S(z)$, где $S(z)$ - площадь поперечного сечения пучка в точке z .

Рассмотрим фокусировку пучка накачки в вакууме, т.е. в отсутствие процесса ОВКР. Очевидно, что в этом случае $P_p = const$. Что же касается интенсивности и амплитуды волны накачки, то из-за фокусировки эти параметры изменяются вдоль оси пучка в соответствии с формулами

$$I_p = a_p^2 = P_p / S(z), a_p = \sqrt{P_p / S(z)}. \quad (2.4.13)$$

При этом производная амплитуды накачки

$$\left(\frac{\partial a_p}{\partial z} \right)_{foc} = -\frac{1}{2} \frac{a_p}{S} \frac{\partial S}{\partial z},$$

Назовем эту производную оператором фокусировки. Аналогично для амплитуды стоксовой компоненты рассеяния

$$\left(-\frac{\partial a_s}{\partial z} \right)_{foc} = \frac{1}{2} \frac{a_s}{S} \frac{\partial S}{\partial z}.$$

Теперь предположим, что процессы ВКР и фокусировки влияют на изменение амплитуд волн аддитивно (независимо). Тогда для каждой из волн можно записать

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \left(\frac{\partial a}{\partial z} \right)_{SRS} + \left(\frac{\partial a}{\partial z} \right)_{foc}. \quad (2.4.14)$$

В итоге уравнения ОВКР приобретают вид

$$\begin{aligned}
 T_2 \frac{\partial q}{\partial t} + q &= a_p a_s, \\
 \frac{\partial a_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial a_p}{\partial t} &= -\frac{1}{2} g_p a_s q - \frac{1}{2} \frac{a_p}{S} \frac{\partial S}{\partial z}, \\
 -\frac{\partial a_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial a_s}{\partial t} &= \frac{1}{2} g_p a_p q + \frac{1}{2} \frac{a_s}{S} \frac{\partial S}{\partial z},
 \end{aligned} \tag{2.4.15}$$

где $S = S(z)$ - площадь поперечного сечения светового пучка в точке z . Для этой величины можно воспользоваться выражением (2.4.9). Таким образом, поставленная задача решена: построена приближенная система уравнений ОВКР, учитывающая как инерционность молекулярных колебаний, так и фокусировку пучка накачки.

Используя формулы (2.4.13) и аналогичные формулы для стоксовой компоненты рассеяния, нетрудно получить из (2.4.15) следующие уравнения для мощностей взаимодействующих волн

$$T_2 \frac{\partial r}{\partial t} + r = \sqrt{P_p P_s}, \quad \frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{g_p}{S(z)} r \sqrt{P_p P_s}, \quad -\frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P_s}{\partial t} = \frac{g}{S(z)} r \sqrt{P_p P_s}, \tag{2.4.16}$$

где $r = qS$.

При $T_2 = 0$ уравнения (2.4.16) переходят в уравнения (2.4.7), соответствующие приближению безынерционных молекулярных колебаний. Заметим, что при выводе уравнений (2.4.7) условие типа (2.4.14) не использовалось, а привлекалась лишь прямоугольная аппроксимация профилей световых пучков. Это указывает на то, что по своему физическому содержанию приближение (2.4.14) близко или даже эквивалентно приближению прямоугольных профилей пучков.

Переход к безразмерным переменным.

Введем безразмерные переменные

$$\begin{aligned}
 x &= z/L, \tau = ct/L, \tau_2 = cT_2/L, \\
 A &= P_p/P_0, B = \omega_p P_s/\omega_s P_0, C = (r/P_0) \sqrt{\omega_p/\omega_s}, \\
 G &= gLP_0/S_0, \sigma = S/S_0,
 \end{aligned}$$

где $P_0 = W_p / \tau_p$ - мощность накачки, W_p - энергия импульса накачки, $S_0 = \pi \rho_0^2$ - площадь поперечного сечения лазерного пучка, падающего на линзу. Частоты накачки и стоксовой компоненты рассеяния связаны между собой формулой $\omega_s = \omega_p - \omega_0$, где ω_0 - частота молекулярных колебаний. В этих переменных уравнения (2.4.16) приобретают вид

$$\tau_2 \frac{\partial C}{\partial \tau} + C = \sqrt{AB}, \quad \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial \tau} = -\frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{AB}, \quad -\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial \tau} = \frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{AB}. \quad (2.4.17)$$

Здесь A - нормированная мощность накачки, B - нормированная мощность обратной стоксовой компоненты рассеяния, C - нормированная амплитуда молекулярных колебаний, Функция $\sigma(x)$ имеет смысл нормированной площади поперечного сечения сфокусированного пучка накачки и определяется формулой

$$\sigma(x) = \left[\frac{(x-1/2)L}{f} \right]^2 + \left[\frac{f + (x-1/2)L}{k_p \rho_0^2} \right]^2.$$

Результаты расчетов и выводы.

Введем затравку стоксовой компоненты рассеяния $\mu = \omega_p P_{sL} / \omega_s P_0$. Делая замену B на $B + \mu$ в уравнениях (2.4.17), получим окончательно уравнения

$$\tau_2 \frac{\partial C}{\partial \tau} + C = \sqrt{A(B + \mu)}, \quad \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial \tau} = -\frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}, \quad -\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial \tau} = \frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}. \quad (2.4.18)$$

Система уравнений (2.4.18) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$A(x, \tau = 0) = B(x, \tau = 0) = C(x, \tau = 0) = 0, \\ A(x = 0, \tau) = F(\tau), B(x = 1, \tau) = 0,$$

где функция $F(\tau)$ описывает форму импульса накачки. Использовались следующие значения параметров, выбранные в соответствии с условиями эксперимента [23]:

$$\begin{aligned}
\lambda_p &= 0.53 \text{ мкм}, \rho_0 = 1.25 \text{ мм}, \tau_p = 20 \text{ нс}, L = 7 \text{ см}; \\
g &= 2.87 \text{ см / ГВт}, T_2 = 0.1 \text{ нс}; \mu = 10^{-14}; f = 12 \text{ см}; \\
\nu_0 &= \omega_0 / 2\pi = 4155 \text{ см}^{-1}
\end{aligned}
\tag{2.4.19}$$

Форма импульса накачки считалась гауссовой. Точность расчетов контролировалась по выполнению закона сохранения энергии. Количественной мерой погрешности вычислений служит параметр δ , имеющий смысл относительного дисбаланса энергий и определенный формулой

$$\delta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [A(x=0, \tau) - A(x=1, \tau) - B(x=0, \tau)] d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} A(x=0, \tau) d\tau} .$$

Основные результаты расчетов представлены на рисунках 2.4.2 – 2.4.3, где показаны зависимости от времени мощностей накачки на входе и выходе комбинационно-активной среды, а также выходной мощности обратной стоксовой компоненты рассеяния.

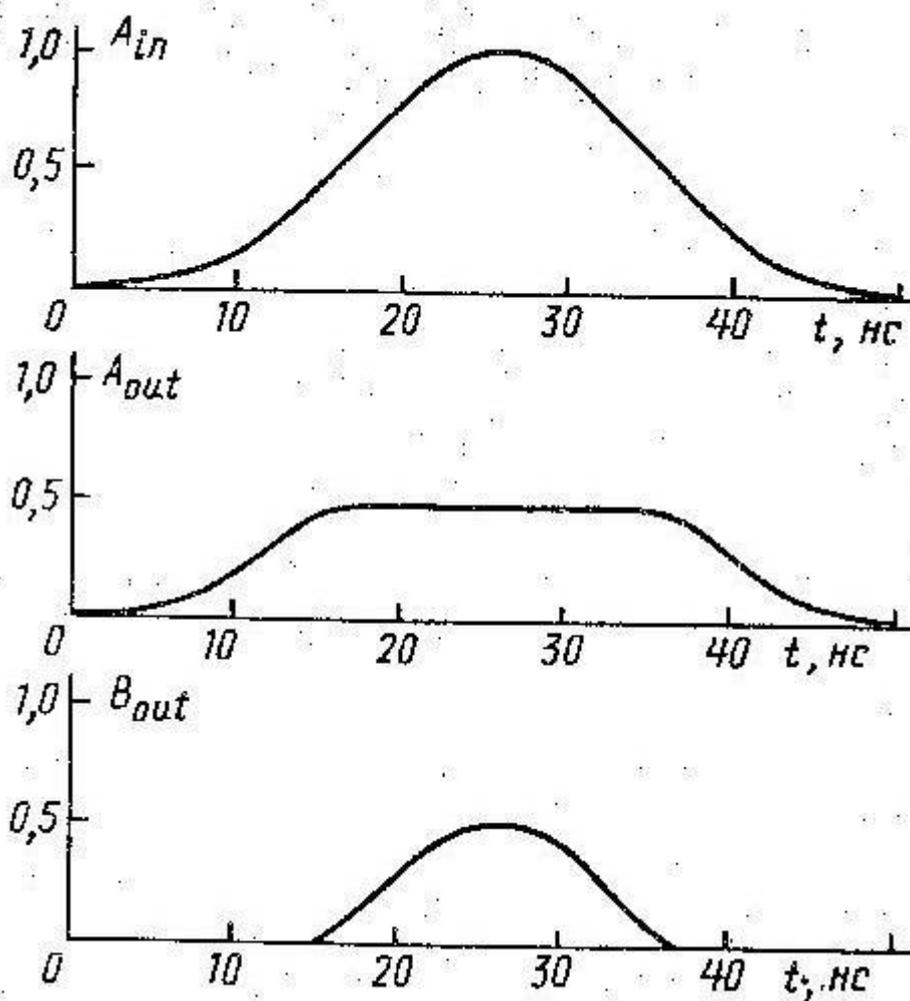


Рис. 2.4.2. Результаты численного эксперимента по динамике ОВКР в водороде. Энергия импульса накачки $W_p = 4 \text{ мДж}$. Остальные параметры определяются формулами (2.4.19); $\eta = 32\%$, $\delta = 1.2\%$.

Помимо форм импульсов вычислялась также полная энергетическая эффективность преобразования, определяемая формулой

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B(x=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} A(x=0, \tau) d\tau}.$$

На рисунке 2.4.4 показана зависимость энергетической эффективности преобразования излучения при ОВКР (по квантам) $\eta = \omega_p W_s / \omega_s W_p$ от энергии импульса накачки w_p . Здесь w_s - энергия импульса обратной стоксовой компоненты рассеяния. Кружками показаны результаты измерений [23].

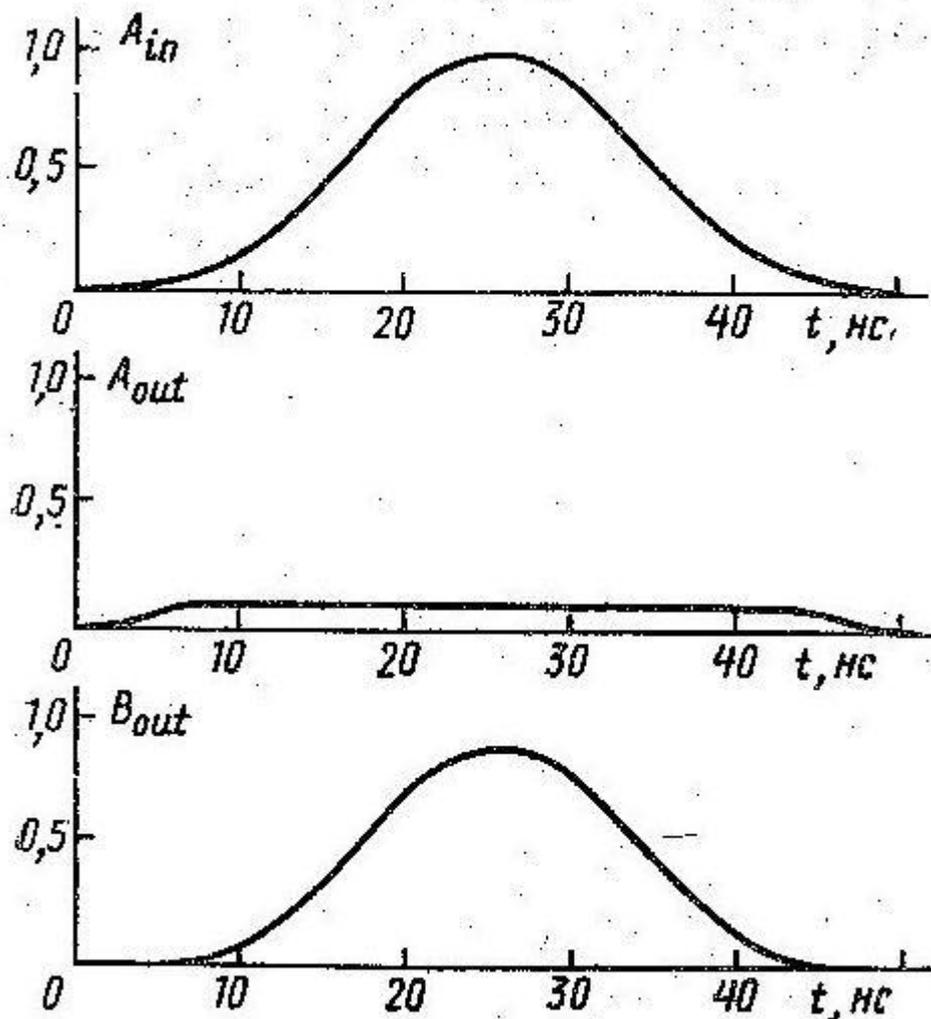


Рис. 2.4.3. То же, что на рис. 2.4.2 при $W_p = 20 \text{ мДж}$, $\eta = 81\%$, $\delta = 1.2\%$.

Сплошная кривая рассчитана по формулам стационарной теории [20]:

$$\eta = 1 - 30/G, \quad G = gk_p P_p,$$

где $k_p = 2\pi/\lambda_p$ - волновое число накачки, $P_p = W_p/\tau_p$ - мощность накачки, τ_p - длительность импульса накачки, g - удельный коэффициент усиления ВКР. Численные значения этих параметров определяются формулами (2.4.19). Крестиками на рисунке 2.4.4 показаны результаты численных экспериментов, проведенных в настоящем параграфе.

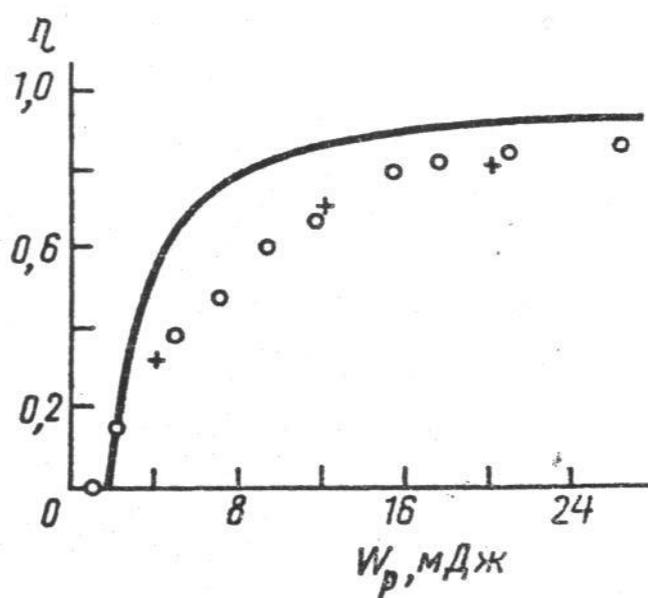


Рис. 2.4.4. Энергетическая эффективность преобразования излучения при ОВКР в водороде в зависимости от энергии импульса накачки. Кружками показаны экспериментальные данные [23]. Сплошная кривая рассчитана по формулам стационарной теории [20]. Крестиками показаны данные численных экспериментов, выполненных в настоящем параграфе.

Данные численного эксперимента, представленные на рисунках 2.4.2 , 2.4.3, показывают, что во всех рассмотренных случаях динамический режим ОВКР близок к квазистатическому. Этот вывод согласуется с результатами наблюдений [20, 23]. Расчеты, проведенные для данных конкретных условий, показали, что при небольшом превышении порога ВКР локальная динамика процесса не играет существенной роли. Так, результаты, представленные на рис. 2.4.2, были получены как в модели безынерционных молекулярных колебаний (2.4.7), так и в модели (2.4.16), учитывающей инерцию колебаний. Однако при значительном превышении порога (например, для условий рис. 2.4.3) безынерционная модель предсказывает пиковый режим генерации, причем длительность отдельного пика стока излучения приближается к величине t_2 . Этот факт указывает на необходимость учета локальной динамики процесса ОВКР, для чего и была построена модель (2.4.16). Отметим прекрасное количественное совпадение данных натурального и численного экспериментов, относящихся к энергетической эффективности ОВКР (рис. 2.4.4). Подчеркнем в этой связи, что применяемая нами модель не содержит ни одного подгоночного параметра.

Итак, в настоящем параграфе получены приближенные динамические уравнения для мощностей световых волн, описывающие процесс обратного вынужденного комбинационного рассеяния с учетом инерционности молекулярных колебаний и фокусировки пучка накачки. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по ВКР в водороде.

2.5. Рассеяние в режиме компрессии импульса.

В этом параграфе проведено численное моделирование компрессии лазерных импульсов на основе процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния. Изучена зависимость компрессии от энергии и длительности импульса накачки, времени дефазировки молекулярных колебаний, длины кюветы с комбинационно-активной средой и условий фокусировки пучка накачки. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по ВКР в водороде.

Явление компрессии (сжатия) световых импульсов при обратном вынужденном комбинационном рассеянии (ОВКР), открытое в 1966 году [168], привлекает внимание в связи с тем, что на его основе возможно создание устройств, многократно повышающих мощность лазерного излучения.

Физику компрессии можно пояснить следующим образом. При комбинационном взаимодействии встречных световых волн отсутствует обычный механизм ограничения интенсивности стоксова излучения, присущий попутному ВКР и выражаемый соотношением $I_p + (\omega_p/\omega_s)I_s = const$. Вместо этого действует закон сохранения энергии и экспоненциальный закон усиления обратной стоксовой волны: $I_s = I_{s0} \exp(gI_p L)$ в «заданном» поле встречной волны накачки. Если удастся обеспечить существование поля накачки на достаточно длинном отрезке комбинационно-активной среды, то создаются условия, при которых интенсивность обратного стоксова излучения может многократно превысить интенсивность волны накачки. При этом длительность генерируемого стоксова импульса в соответствии с законом сохранения энергии будет во столько же раз меньше длительности импульса накачки.

Основным фактором, ограничивающим компрессию, является сам процесс ОВКР, поскольку он ограничивает длину импульса накачки, распространяющегося в комбинационно-активной среде [36, 185]. Таким образом, процесс компрессии оказывается чувствительным к волновой динамике ОВКР, локальной нестационарности процесса, связанной с

инерционностью молекулярных колебаний, а также к геометрическим факторам, таким как длина кюветы, условия фокусировки и т.п. Подробные исследования различных аспектов компрессии выполнены в целом ряде работ (см., например, [158, 182, 184, 263]).

Экспериментальные исследования показывают, что в обычной схеме ОВКР можно осуществить компрессию не более, чем в 10 – 20 раз. При использовании процессов ВРМБ и ОВКР в схемах с несколькими каскадами компрессии удается поднять коэффициент сжатия до величин порядка 1000. Так, в работе [123] получены импульсы с энергией 10 мДж при длительности 10 пс. В [264] получены импульсы с длительностью около 3 пс.

В эксперименте [265] наблюдалась 10-кратная компрессия импульсов при ОВКР в сжатом водороде. В этом опыте в качестве накачки использовались импульсы на длине волны $\lambda_p = 532 \text{ нм}$ длительностью $\tau_p = 250 \text{ пс}$. Ширина спектра накачки составляла $\Delta \nu_p = 0.5 \text{ см}^{-1}$, а угловая расходимость пучка $\theta_p = 0.3 \text{ мрад}$. Излучение фокусировалось в кювету с водородом, сжатым до 50 атм, линзой с фокусным расстоянием $f = 14 \text{ см}$. Длина кюветы составляла $l = 20 \text{ см}$. При указанном давлении водорода время дефазировки молекулярных колебаний $T_2 = 0.12 \text{ нс}$.

Эксперимент показал, что в области энергий накачки, значительно превышающих порог ВКР, обратное ВКР доминирует над попутным. Длительность генерируемых стоксовых импульсов составляла $\tau_s = 25 - 30 \text{ пс}$ при энергетической эффективности преобразования 50%. Таким образом, мощность стоксова излучения примерно в 5 раз превышала мощность накачки.

В настоящем параграфе проведено численное моделирование ОВКР – компрессии для условий, подобных [265]. Расчеты выполнены с учетом инерционности молекулярных колебаний и фокусировки пучка накачки на основе приближенных динамических уравнений ОВКР, выведенных в параграфе 2.4. Изучена зависимость компрессии от таких параметров как энергия и длительность импульса накачки, время дефазировки молекулярных колебаний, длина кюветы, фокусное расстояние линзы.

Основные уравнения.

В параграфе 2.4 получены следующие приближенные уравнения для мощностей световых волн, описывающие обратное вынужденное комбинационное рассеяние с учетом фокусировки пучка накачки, а также локальной и волновой динамики процесса рассеяния:

$$\tau_2 \frac{\partial C}{\partial \tau} + C = \sqrt{A(B + \mu)}, \quad \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial \tau} = -\frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}, \quad -\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial \tau} = \frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}. \quad (2.5.1)$$

Здесь A - нормированная мощность накачки, B - нормированная мощность обратной стоксовой компоненты рассеяния, C - нормированная амплитуда молекулярных колебаний, Функция $\sigma(x)$ имеет смысл нормированной площади поперечного сечения сфокусированного пучка накачки и определяется формулой

$$\sigma(x) = \left[\frac{(x-1/2)L}{f} \right]^2 + \left[\frac{f + (x-1/2)L}{k_p \rho_0^2} \right]^2.$$

Остальные величины определены также как в параграфе 2.4.

Система уравнений (2.5.1) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$A(x, \tau = 0) = B(x, \tau = 0) = C(x, \tau = 0) = 0,$$

$$A(x = 0, \tau) = F(\tau), B(x = 1, \tau) = 0,$$

где функция $F(\tau)$ описывает форму импульса накачки. Использовались следующие значения параметров, выбранные в соответствии с условиями эксперимента [265]:

$$\lambda_p = 532 \text{ нм}; \tau_p = 250 \text{ пс}; L = 20 \text{ см};$$

$$g = 2.3 \text{ см} / \text{ГВт}; T_2 = 0.12 \text{ нс}; \mu = 10^{-14}; f = 14 \text{ см}; \quad (2.5.2)$$

$$\nu_0 = \omega_0 / 2\pi = 4155 \text{ см}^{-1}$$

Параметры g и T_2 вычислены для обратного ВКР в водороде по формулам [20, 23, 4]

$$g / g_\infty = T_2 / T_c = \frac{1}{1 + (\rho_0 / \rho)^2}.$$

Здесь g_∞ - удельный коэффициент усиления ВКР в пределе высоких давлений водорода, составляющий для данной длины волны 2.87 см/ГВт [20]; $T_c = a / \rho$ - время столкновительной дефазировки молекулярных колебаний, ρ - плотность газа в единицах амага (число молекул в единице объема,

отнесенное к числу Лошмидта), $a = 6.9 \text{ нс} \cdot \text{амага}$ [4]; $\rho_0 = k_0 \sigma_v b$, $k_0 = k_p + k_s$ - волновое число молекулярных колебаний для рассеяния в направлении назад, $k_p = 2\pi / \lambda_p$ - волновое число накачки, $k_s = 2\pi / \lambda_s$ - волновое число стоксовой компоненты рассеяния, $\sigma_v = \sqrt{kT/m}$ - характерная тепловая скорость молекул, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура газа, m - масса молекулы, $b = 0.95 \text{ нс} \cdot \text{амага}$. Плотность ρ связана с давлением в атмосферах p формулой $\rho = (T_0/T)p$, где $T_0 = 273\text{K}$. В частности, для $T = 300\text{K}$ и $p = 50 \text{ атм}$ находим $\sigma_v = 1.1 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $\rho = 45.5 \text{ амага}$, $\rho_0 = 21.9 \text{ амага}$. При этом g и T_2 имеют значения, указанные в (2.5.2).

В численных экспериментах мы вычисляли зависимости от времени выходных мощностей накачки $A(x=1, \tau)$ и стоксовой компоненты рассеяния $B(x=0, \tau)$. Форма импульса входной накачки $F(\tau)$ считалась гауссовой. Кроме того, вычислялась полная энергетическая эффективность преобразования излучения при ОВКР, определяемая формулой

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B(x=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} A(x=0, \tau) d\tau}.$$

Точность расчетов контролировалась по выполнению закона сохранения энергии. Количественной мерой погрешности вычислений служит параметр δ , имеющий смысл относительного дисбаланса энергий и определенный формулой

$$\delta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [A(x=0, \tau) - A(x=1, \tau) - B(x=0, \tau)] d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} A(x=0, \tau) d\tau}.$$

Результаты расчетов и выводы.

Результаты расчетов показаны на рисунках 2.5.1, 2.5.2. В частности, для условий (2.5.2) и энергии импульса накачки $W_p = 1 \text{ мДж}$ (рис. 2.5.2б) численный эксперимент предсказывает примерно 10-кратную компрессию импульса, что хорошо согласуется с результатом натурального эксперимента [265].

Рассмотрим теперь зависимость компрессии от различных экспериментальных условий. Назовем коэффициентом компрессии κ максимальную мощность стокова излучения, измеренную в единицах мощности накачки: $\kappa = B_{\max}$. В условиях, когда эффективность преобразования

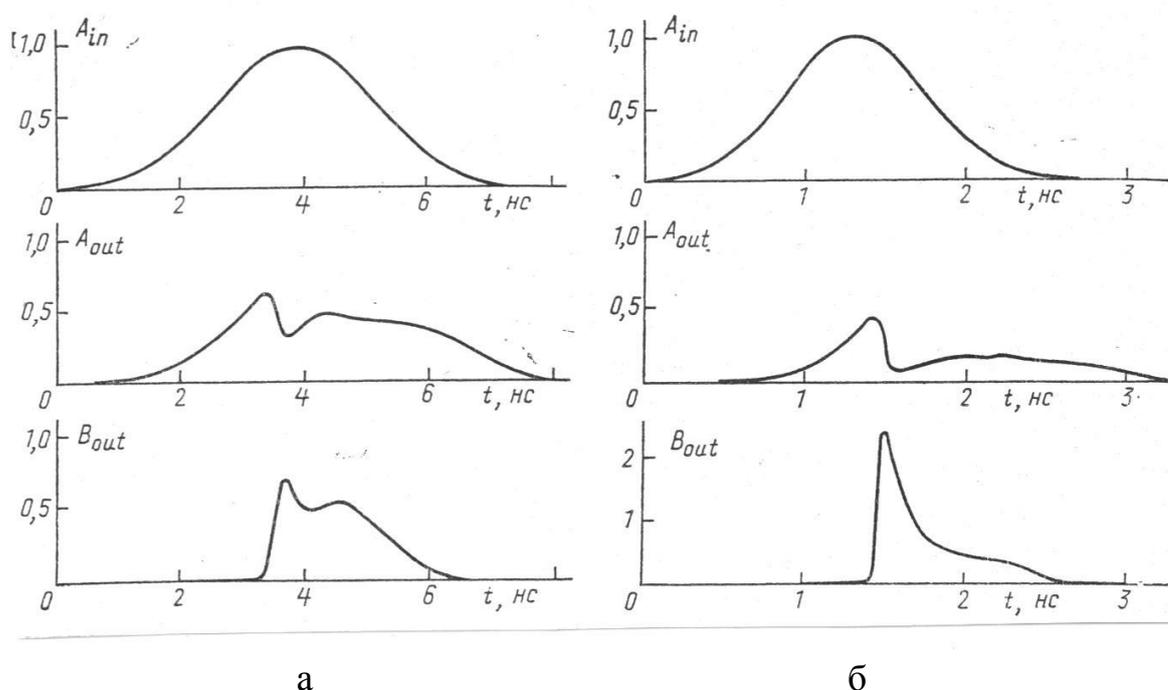


Рис. 2.5.1. Результаты расчета динамики ОВКР. Показаны зависимости от времени мощности накачки на входе (A_{in}) и выходе (A_{out}) комбинационно-активной среды, а также выходной мощности обратной стоковой компоненты рассеяния (B_{out}). Значения параметров:

а - $g = 2.3 \text{ см/ГВт}; T_2 = 0.12 \text{ нс}; W_p = 1 \text{ мДж}; \tau_p = 3 \text{ нс}; L = 20 \text{ см}; f = 14 \text{ см}; \eta = 34\%; \delta = 1.1\%$.

б - $g = 2.3 \text{ см/ГВт}; T_2 = 0.12 \text{ нс}; W_p = 1 \text{ мДж}; \tau_p = 1 \text{ нс}; L = 20 \text{ см}; f = 14 \text{ см}; \eta = 70\%; \delta = 1.9\%$.

излучения близка к единице, величина κ показывает также, во сколько раз генерируемый стоков импульс короче импульса накачки.

Рисунки 2.5.1, 2.5.2 дают представление о том, как формируется режим компрессии при уменьшении длительности и увеличении мощности импульса накачки. Из рисунка 2.5.1а видно, что если в условиях, подобных [265], длительность импульса накачки $\tau_p = 3 \text{ нс}$, то режим ОВКР близок квазистатическому. Мощность стокова излучения не превышает мощность накачки. При уменьшении длительности импульса накачки до $\tau_p = 1 \text{ нс}$ и сохранении остальных параметров неизменными на переднем фронте стокова импульса формируется короткий мощный пичок (рис. 2.5.1б).

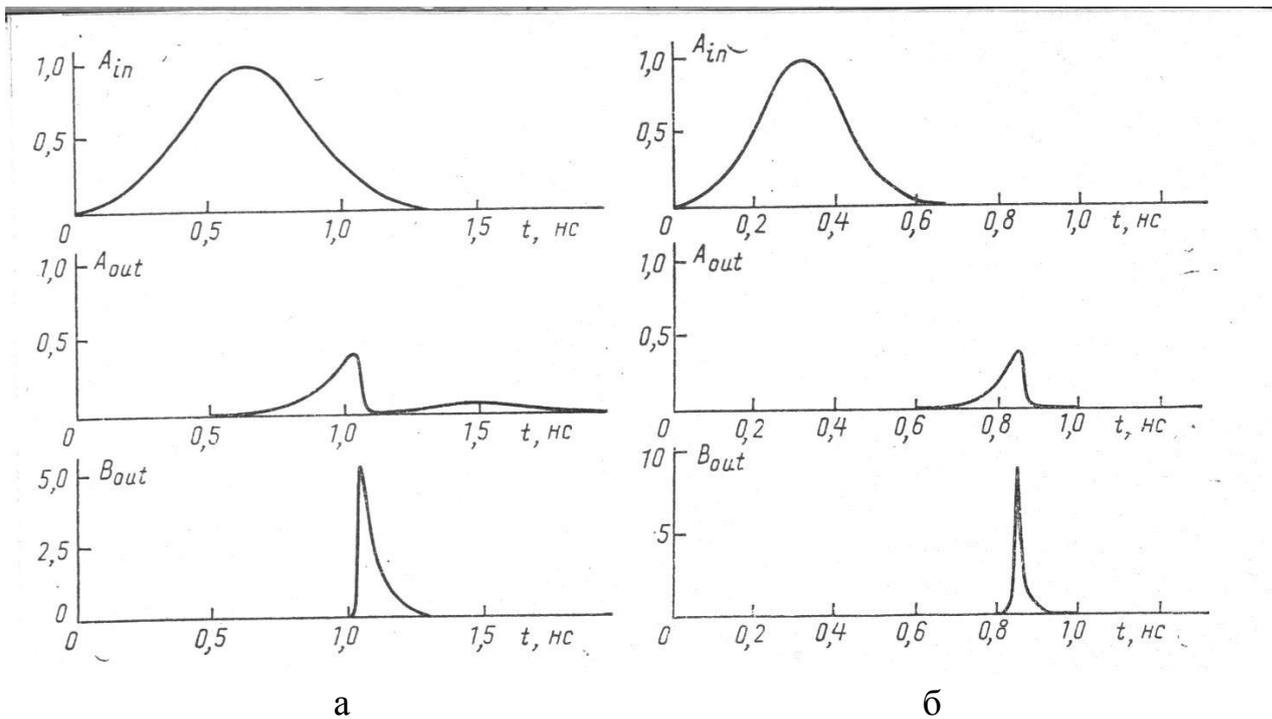


Рис. 2.5.2. То же, что на рисунке 2.5.1, при
 а - $g = 2.3 \text{ см/ГВт}$; $T_2 = 0.12 \text{ нс}$; $W_p = 1 \text{ мДж}$; $\tau_p = 0.5 \text{ нс}$; $L = 20 \text{ см}$; $f = 14 \text{ см}$; $\eta = 80\%$; $\delta = 3.7\%$.
 б - $g = 2.3 \text{ см/ГВт}$; $T_2 = 0.12 \text{ нс}$; $W_p = 1 \text{ мДж}$; $\tau_p = 0.25 \text{ нс}$; $L = 20 \text{ см}$; $f = 14 \text{ см}$; $\eta = 79\%$; $\delta = 8.8\%$.

Дальнейшее сокращение импульса накачки приводит к тому, что энергия и мощность стоксова пичка возрастают и на его долю приходится все большая часть энергии стоксова импульса (рис. 2.5.2а, $\tau_p = 0.5 \text{ нс}$). Наконец, при $\tau_p = 0.25 \text{ нс}$ имеет место хорошо выраженный режим компрессии (рис. 2.5.2б). Итак, для осуществления режима компрессии важно, чтобы импульс накачки был достаточно коротким и достаточно мощным. Наши расчеты, как и расчеты, выполненные в [263], показывают, что в режиме компрессии импульс ОВКР может быть значительно короче времени дефазировки молекулярных колебаний.

Мы попытались выяснить, какой именно из двух факторов: длительность импульса или мощность накачки – наиболее важен для осуществления режима компрессии. С этой целью был проделан расчет со следующими значениями параметров:

$$\tau_p = 3 \text{ нс}; W_p = 12 \text{ мДж}, L = 7 \text{ см};$$

$$g = 2.87 \text{ см/ГВт}; T_2 = 0.1 \text{ нс}; f = 16 \text{ см}.$$

Расчет показал, что в данном случае реализуется квазистатический режим рассеяния с параметрами $\delta = 2.3\%$; $\eta = 98\%$; $\kappa = 1.0$. При этом стоксов импульс по

энергии, форме и длительности практически совпадает с импульсом накачки. Вместе с тем, из данных, представленных в таблице, видно, что при такой же мощности импульса и длительности $\tau_p = 0.25 \text{ нс}$ имеет место компрессия с коэффициентом сжатия $\kappa = 13$. Сопоставление этих данных указывает на то, что высокая мощность излучения накачки еще недостаточна для осуществления режима компрессии. Необходимо также, чтобы импульс накачки был достаточно коротким.

Результаты исследований зависимости компрессии от времени дефазировки молекулярных колебаний (T_2), энергии импульса накачки (W_p), длины кюветы с комбинационно-активной средой (L) и фокусного расстояния линзы (f), фокусирующей лазерный пучок в кювету, представлены в таблицах. Полученные данные показывают, что в исследованной нами области значений параметров коэффициент компрессии возрастает с увеличением энергии импульса накачки, длины кюветы и фокусного расстояния линзы, а также при уменьшении времени дефазировки молекулярных колебаний. Ни в одном из рассмотренных нами случаев коэффициент компрессии не превышал числа 20. Заметим, что данная цифра близка к максимальной компрессии, получаемой в экспериментах с однокаскадными компрессорами.

Таблица 2.5.1. Характеристики режима компрессии в зависимости от длительности импульса накачки τ_p . Значения остальных параметров:

$$g = 2.87 \text{ см} / \text{ГВт}; T_2 = 0.1 \text{ нс}; W_p = 1 \text{ мДж}; L = 7 \text{ см}; f = 16 \text{ см}.$$

$\tau_p, \text{нс}$	$\delta, \%$	$\eta, \%$	κ
3	0.9	57	0.75
1	0.4	84	1.2
0.5	0.2	90	3.5
0.25	3.7	90	13

Таблица 2.5.2. Характеристики режима компрессии в зависимости от времени дефазировки молекулярных колебаний T_2 . Значения остальных параметров:

$$g = 2.87 \text{ см} / \text{ГВт}; \tau_p = 0.25 \text{ нс}; W_p = 1 \text{ мДж}; L = 7 \text{ см}; f = 16 \text{ см}.$$

$T, \text{нс}$	$\delta, \%$	$\eta, \%$	κ
1.0	4.3	66	6
0.3	5.0	85	10
0.1	3.7	90	13
0.05	2.2	91	15

Таблица 2.5.3. Характеристики режима компрессии в зависимости от энергии импульса накачки W_p . Значения остальных параметров:

$$g = 2.87 \text{ см} / \text{ГВт}; T_2 = 0.1 \text{ нс}; \tau_p = 0.25 \text{ нс}; L = 7 \text{ см}; f = 16 \text{ см}.$$

$W_p, \text{ мДж}$	$\delta, \%$	$\eta, \%$	κ
0.03	0	0	0
0.1	3.0	52	4
0.3	4.8	76	9
1	3.7	90	13

Таблица 2.5.4. Характеристики режима компрессии в зависимости от длины кюветы с комбинационно-активной средой L . Значения остальных параметров:

$$g = 2.87 \text{ см} / \text{ГВт}; T_2 = 0.1 \text{ нс}; W_p = 1 \text{ мДж}; \tau_p = 0.25 \text{ нс}; f = 16 \text{ см}.$$

$L, \text{ см}$	$\delta, \%$	$\eta, \%$	κ
7	3.7	90	13
15	10.8	85	16

Таблица 2.5.5. Характеристики режима компрессии в зависимости от фокусного расстояния линзы f . Значения остальных параметров:

$$g = 2.87 \text{ см} / \text{ГВт}; T_2 = 0.1 \text{ нс}; W_p = 1 \text{ мДж}; \tau_p = 0.25 \text{ нс}; L = 7 \text{ см}.$$

$f, \text{ см}$	$\delta, \%$	$\eta, \%$	κ
8	2.3	92	3
16	3.7	90	13

2.6. Обсуждение результатов.

В настоящей главе проведено численное моделирование обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения с учетом фокусировки пучка накачки, а также локальной и волновой динамики процесса рассеяния. Получена оценка времени установления стационарного режима ОВКР в условиях проявления сильной волновой нестационарности. Результаты расчета эффективности квазистационарного ОВКР показали прекрасное количественное совпадение с данными натурального эксперимента по ВКР в водороде. В рамках той же модели и без использования каких-либо подгоночных параметров удалось описать ОВКР пикосекундных лазерных импульсов в режиме компрессии. В целом полученные результаты говорят о том, что теоретическая модель и численный эксперимент правильно

отражают сложную физическую картину процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния.

Основные результаты

Во второй главе диссертации построена динамическая модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, учитывающая локальную и волновую нестационарность процесса и описывающая все основные динамические режимы рассеяния, а именно, квазистатический режим, режим релаксационных колебаний, переходный режим и режим компрессии импульсов.

Глава 3. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах и статистическая механика газообразной среды.

3.1. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах.

Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) представляет собой процесс возбуждения и зондирования молекулярных колебаний среды, осуществляемый с помощью коротких лазерных импульсов. Колебания молекул возбуждаются с помощью импульса бигармонической накачки, настроенной в резонанс с комбинационно-активным переходом. Другой лазерный импульс, называемый пробным импульсом, посылается в среду спустя некоторое время τ после импульса возбуждения. Измеряется энергия антистоксова рассеяния пробного импульса W_a как функция задержки τ . Эта зависимость называется импульсным откликом.

Длительность лазерных импульсов, используемых для таких измерений, составляет единицы или десятки пикосекунд. Благодаря этому метод нестационарного КАРС дает возможность наблюдать быстрые динамические и кинетические (релаксационные) процессы в различных средах. Характерная длительность этих процессов составляет сотни пикосекунд или наносекунды. Релаксационные процессы в газах, в частности, затухание свободной оптической поляризации, весьма чувствительны к термодинамическим параметрам среды. Поэтому нестационарное КАРС позволяет измерять такие характеристики газа как давление и температура. Важно то, что измерения можно проводить бесконтактным оптическим способом в широком диапазоне изменения давлений и температур, а также то, что измерения проводятся очень быстро (наносекунды) и в очень малом (кубический миллиметр) объеме среды. В настоящее время этот метод находит применение для измерения высоких температур в газовых потоках и пламенах. Отметим также, что КАРС является химически селективным процессом. Настройка частот бигармонической накачки позволяет зарегистрировать присутствие в измерительном объеме того или иного химического вещества (например, присутствие водорода в воздухе). Можно оценить концентрацию интересующих молекул, причем чувствительность метода весьма высока.

Первые опыты по нестационарному КАРС выполнили в 1971 году Д. фон дер Линде, А. Лоберо и В. Кайзер. С помощью пикосекундных лазерных импульсов они исследовали жидкости и твердые тела. Наблюдаемые ими импульсные отклики были близки к экспоненциальным [213]. Исследования

газообразных сред методом нестационарного КАРС начали в 80-х годах 20 века М. С. Джиджоев, С. А. Магницкий, С. М. Салтиел, А. П. Тарасевич, В. Г. Тункин, А. И. Холодных [215].

Экспериментальные исследования.

В 1981 году В. Г. Тункин и С. А. Магницкий наблюдали нестационарное КАРС в газообразном водороде [216]. Они показали, что при высоких давлениях газа (несколько атмосфер) импульсный отклик является экспоненциальным, а при низких давлениях (несколько торр) он описывается гауссовой функцией времени. В промежуточной области давлений водорода импульсный отклик имеет более сложную форму. В 1983 году С. А. Магницкий измерил импульсный отклик газообразного аммиака [219]. Он показал, что при давлениях газа от единиц до сотен торр отклик имеет сложную форму, что объясняется возбуждением колебаний молекул сразу на нескольких близких частотах. Вклад в импульсный отклик осцилляторов разных частот приводит к эффекту, который позднее был назван квантовыми биениями. В марте 1984 года С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев, С. А. Магницкий, В. Б. Морозов, А. П. Тарасевич, В. Г. Тункин сообщили о наблюдении нестационарного КАРС в газообразном азоте, истекающем из сопла в виде сверхзвуковой струи [220]. В этих условиях происходит сильное охлаждение газа. Авторы продемонстрировали возможности метода нестационарного КАРС для измерения распределения температуры газа в сверхзвуковой струе. В опытах [222, 223] им удалось зарегистрировать охлаждение газа до температуры, равной 8 К. В мае 1984 года аналогичные эксперименты со сверхзвуковой струей метана провели Х. Грэнер, А. Лоберо и Дж. Ниблер [221]. В 1988 году С. А. Ахманов, В. Д. Веденин, Ф. Ш. Ганиханов, М. Г. Зверева, Н. И. Коротеев, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов и В. Г. Тункин сообщили о наблюдении нестационарного КАРС в атомарных парах таллия [225 - 227]. Авторам удалось наблюдать квантовые биения сверхтонких компонент перехода $6P_{1/2} - 6P_{3/2}$ атомов таллия. Помимо этого, использование поляризационной методики позволило наблюдать импульсные отклики отдельно для анизотропной и антисимметричной составляющих комбинационного рассеяния. В 1989 году В. Б. Морозов, С. Ю. Никитин, Л. П. Платонов и В. Г. Тункин сообщили о наблюдении эффекта насыщения при нестационарном КАРС в парах таллия [21]. Эффект состоит в том, что, начиная с некоторого уровня, энергия антистоксова импульса перестает зависеть от энергии пробного импульса. Авторы предложили использовать это явление для измерения сечений

комбинационного рассеяния на электронных переходах атомов металлов. В 1991 году Ф. Ш. Ганиханов, И. Г. Коновалов, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов и В. Г. Тункин наблюдали нестационарное КАРС в атомарных парах тулия [232 - 234]. Были зарегистрированы замедление доплеровской дефазировки столкновениями и спектральный обмен в системе сверхтонких компонент. В 1994 году И. Г. Коновалов, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов, и В. Г. Тункин исследовали дефазировку экранированного перехода $4F7/2-4F5/2$ атомов тулия в инертных газах гелии, неоне и ксеноне [239, 240]. В том же году И. Г. Коновалов, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов, В. Г. Тункин сообщили о наблюдении нестационарного КАРС в атомарных парах самария [238]. Авторам удалось определить сечения дефазирующих столкновений для пяти переходов в природной смеси изотопов самария. В 1995 году И. Г. Коновалов, В. Б. Морозов, В. Г. Тункин и А. В. Михеев наблюдали нестационарное КАРС в водороде в условиях, когда возбуждающий импульс вызывает вращения, а не колебания молекул [242]. Итоги большого цикла исследований по нестационарному КАРС в газах, выполненных к 1996 году на физическом факультете Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, подведены в докторской диссертации В. Г. Тункина [244]. В 2000 году Д. С. Кузнецов, В. Б. Морозов, А. Н. Оленин и В. Г. Тункин наблюдали нестационарное КАРС в углекислом газе [247, 248]. Опыты проводились при комнатной температуре в диапазоне давлений от 1 торра до 1 атм. Авторы показали, что при давлении около торра импульсный отклик имеет характер квантовых биений, а при давлении около 0.5 атм он становится экспоненциальным. Работы по углекислому газу продолжили в 2002 – 2007 годах А. П. Коузов, В. Б. Морозов, С. А. Мочалов, А. Н. Оленин, В. Г. Тункин, В. Г. Аракчеев, В. В. Киреев, А. А. Валеев, Д. В. Яковлев [252, 254, 256, 257]. В 1995 – 2005 годах И. Г. Коновалов, В. Б. Морозов, В. Г. Тункин, А. В. Михеев, В. Г. Аракчеев, Д. В. Яковлев, С. А. Мочалов, А. Н. Оленин, А. А. Валеев исследовали нестационарное КАРС на вращательных переходах молекулы водорода. В этих работах наблюдалось увеличение эффективного сечения дефазирующих столкновений для этих переходов в области малых давлений газа. Кроме того, был впервые зарегистрирован эффект Дике на вращательных переходах молекулы водорода в геометрии рассеяния вперед [242, 248 – 250, 255].

Теоретические исследования.

Принципиальное отличие процесса КАРС в газах от аналогичного процесса в конденсированных средах заключается в том, что в случае газовой

среды важную роль играет тепловое движение молекул. Движение молекул проявляет себя по-разному при разных давлениях газа. Это связано с тем, что с ростом давления увеличивается частота столкновений и уменьшается время (и длина) свободного пробега молекул. В плотных газах тепловое движение молекул существенно ограничено, что находит свое отражение в форме импульсного отклика, измеряемого в нестационарном КАРС.

Задача об импульсном отклике газообразной среды по своему физическому содержанию близка к задаче о форме спектральных линий в газах. Влияние молекулярных столкновений на форму спектральных линий изучалось многими авторами [207 – 209, 211]. Основным результатом этих работ заключается в том, что доплеровское уширение спектральной линии уменьшается с ростом давления газа и практически исчезает, если длина свободного пробега молекул становится меньше длины световой волны. Это так называемое столкновительное сужение спектральной линии или эффект Дике.

Проблему теплового движения молекул в нестационарном КАРС решил Ю. Е. Дьяков в 1983 году [218]. Он сумел выразить импульсный отклик газообразной среды

$$f(\tau) = W_a(\tau) / W_a(0) \quad (3.1.1)$$

через корреляционную функцию тепловой скорости молекулы $B(\tau)$, определяемую формулой

$$B(\tau) = \langle v_z(t) \cdot v_z(t + \tau) \rangle. \quad (3.1.2)$$

Здесь $v_z(t)$ - декартова компонента скорости молекулы как функция времени, угловые скобки обозначают усреднение по времени или по ансамблю реализаций случайной функции $v_z(t)$. Результат Дьякова можно представить в виде

$$f(\tau) = \exp \left[-2k_0^2 \cdot \int_0^\tau (\tau - \theta) \cdot B(\theta) d\theta \right]. \quad (3.1.3)$$

Здесь $k_0 = \omega_0 / c$ - волновое число молекулярных колебаний, ω_0 - частота молекулярных колебаний, c - скорость света. Из формулы (3.1.3) следует, что

$$B(\tau) = -\frac{1}{2k_0^2} \cdot \frac{d^2}{d\tau^2} \ln f(\tau). \quad (3.1.4)$$

Таким образом, теория Ю. Е. Дьякова указывает на принципиальную возможность измерения корреляционной функции и времени корреляции тепловой скорости молекулы газа

$$\tau_v = \frac{1}{B(0)} \int_0^{\infty} B(\tau) d\tau \quad (3.1.5)$$

методом нестационарного КАРС.

В 1983 году Ю. Е. Дьяков, С. А. Крикунов, С. А. Магницкий, С. Ю. Никитин и В. Г. Тункин опубликовали статью [5], в которой было показано, что модель (3.1.1) – (3.1.3) хорошо описывает экспериментальные данные по нестационарному КАРС водорода в широком диапазоне давлений газа: от 5 торр до 10 атм.

Отметим, что в работах [5, 218] корреляционная функция тепловой скорости молекул газа не вычислялась. Были испытаны две модели: модель экспоненциальной корреляции

$$B(\tau) = \sigma_v^2 \cdot \exp(-|\tau|/\tau_v) \quad (3.1.6)$$

и модель

$$B(\tau) = \frac{\sigma_v^2}{[1 + (\tau/\tau_v)^2]^{3/2}}, \quad (3.1.7)$$

где τ_v - время корреляции тепловой скорости и

$$\sigma_v^2 = \langle v_z^2 \rangle \quad (3.1.8)$$

- дисперсия тепловой скорости молекулы. В обоих случаях для импульсного отклика могут быть записаны явные аналитические выражения. В частности, в случае экспоненциальной корреляции

$$f(\tau) = \exp \left\{ -2(k_0 \sigma_v \tau_v)^2 \cdot \left[\frac{\tau}{\tau_v} - 1 + \exp \left(-\frac{\tau}{\tau_v} \right) \right] \right\}. \quad (3.1.9)$$

Анализ показал [5], что экспоненциальная модель корреляционной функции тепловой скорости молекулы (3.1.6) лучше описывает экспериментальные данные по нестационарному КАРС в водороде, чем модель (3.1.7). Итоги этих исследований подведены в работе [4].

В 1985 году С. Ю. Никитин рассмотрел вопрос о том, как влияет когерентность лазерных импульсов на характеристики сигнала нестационарного КАРС [9]. В этой работе показано, что при использовании достаточно коротких световых импульсов форма импульсного отклика не зависит от когерентности импульсов, а определяется только свойствами исследуемой среды. Энергия же импульсного отклика зависит от когерентности возбуждения, причем проигрыш в энергии равен параметру некогерентности возбуждающего лазерного импульса. В том же году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин теоретически рассчитали импульсный отклик углекислого газа в диапазоне давлений от 100 до 800 торр [12]. В 1986 году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин исследовали влияние когерентности лазерных импульсов на импульсный отклик при зондировании неоднородно уширенных переходов [13]. Они показали, что влияние когерентности зависит от длительности возбуждающего импульса τ_e и величины неоднородного уширения зондируемого перехода $\Delta\nu$. Если $c\tau_e\Delta\nu < 1$, то форма импульсного отклика не зависит от степени когерентности возбуждающего импульса. В противном случае формы отклика при когерентном и некогерентном возбуждениях могут существенно отличаться. В том же году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин проанализировали влияние частотного обмена на сигнал нестационарного КАРС [15]. В этой работе импульсный отклик молекулярного азота был рассчитан с учетом изменения вращательных состояний молекул при столкновениях. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными методом нестационарного КАРС как при нормальных условиях, так и в условиях глубокого охлаждения газа в сверхзвуковой струе. На основе анализа экспериментальных данных построена температурная зависимость сечения вращательно неупругих столкновений в азоте в диапазоне изменения температуры от 25 до 300 К. В 1987 году Ю. Е. Дьяков провел статистическое описание квантовой двухуровневой системы, возмущенной процессом вращательной дефазировки [175]. В этой работе вращательно-неупругие столкновения молекул газа описываются с помощью модели случайного телеграфного сигнала. В 1989 году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин провели анализ экспериментальных данных по нестационарному КАРС для молекулярного азота в приближении сильных столкновений [19].

Полученные оценки сечения вращательно-неупругих столкновений в азоте в области температур 35 – 25 К составляют 200 – 1500 квадратных ангстрем, что на 1 – 2 порядка превышает газокинетическое сечение молекул азота при комнатных температурах. Этот результат указывает на необходимость развития альтернативных теоретических моделей (в частности, модели слабых столкновений) для интерпретации данных нестационарного КАРС молекулярных газов. Одну из таких моделей, учитывающую конечную силу столкновений, предложили А. И. Бурштейн, Д. В. Коломойцев, С. Ю. Никитин и А. В. Сторожев в 1991 году [28]. Они показали, что развитая ими модель позволяет получать детальные количественные характеристики RT релаксации в азоте. В 1989 – 1990 годах В. Б. Морозов, С. Ю. Никитин, Л. П. Платонов и В. Г. Тункин исследовали эффект насыщения в нестационарном КАРС [21, 22]. Для объяснения наблюдаемого эффекта авторы предложили модель «гашения колебаний». В этих же работах сделан вывод о том, что эффект насыщения в нестационарном КАРС можно использовать для измерения сечений комбинационного рассеяния света на электронных переходах атомов металлов. В 1991 году Д. В. Коломойцев, Е. И. Лободенко, С. А. Магницкий, С. Ю. Никитин и В. Г. Тункин провели анализ экспериментальных данных по нестационарной КАРС газообразного аммиака [25]. В этой работе впервые был вычислен импульсный отклик для ансамбля молекул типа симметричного волчка, обладающих сложной структурой спектра комбинационного рассеяния. В рамках модели сильных столкновений построены теоретические кривые импульсного отклика для молекул аммиака и проведено сравнение экспериментальных и теоретических данных. В том же году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин опубликовали обзор [26], посвященный нестационарному КАРС в молекулярных газах. В этой работе описаны физические эффекты, которые наблюдались при нестационарном КАРС в газах. Это замедление доплеровской дефазировки при увеличении давления газа (эффект Дике), квантовые биения и столкновительный частотный обмен. Представлены экспериментальные данные для молекул водорода, азота и аммиака. Обсуждаются физические механизмы и методы расчета указанных эффектов. Рассмотрено влияние некогерентности лазерных импульсов на нестационарное КАРС. Также в 1991 году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин теоретически проанализировали квантовые биения в условиях частотного обмена [29]. Они показали, что с увеличением частоты столкновений молекул трансформация импульсного отклика происходит следующим образом: квантовые биения – появление среднего спада отклика – изменение формы биений – экспоненциальное затухание – подавление дефазировки. В

1992 году Д. В. Коломойцев и С. Ю. Никитин представили модель импульсного отклика неоднородного ансамбля квантовых осцилляторов, возмущенного столкновениями [35]. С помощью этой модели были интерпретированы экспериментальные данные по нестационарному КАРС атомарных паров металлов (таллия и тулия). В частности, был выяснен вопрос о том, почему эффект частотного обмена наблюдается в атомах тулия, но отсутствует в атомах таллия. В том же году Ю. Е. Дьяков ввел новые понятия для описания нестационарного КАРС в газах (декремент дефазировки и угол дефазировки) и рассчитал их зависимость от давления газа [235]. В 1993 году Ф. Ш. Ганиханов, Д. В. Коломойцев, И. Г. Коновалов, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов, С. Ю. Никитин и В. Г. Тункин исследовали столкновительную дефазировку и спектральный обмен в атомарных парах тулия методом нестационарного КАРС [45]. В этой работе представлены результаты экспериментов по нестационарному КАРС в атомарных парах тулия, а также теоретическая модель, учитывающая различные механизмы дефазировки электронных колебаний (доплеровская, квантовая, столкновительная дефазировка и спектральный обмен). Проведено количественное сопоставление данных теории и эксперимента для различных буферных газов (гелий, неон, ксенон) и различных давлений (0.5 – 20 атм). Получены оценки сечений различных столкновительных процессов, приводящих к дефазировке электронных колебаний.

Подводя итог сказанному, отметим, что метод нестационарного КАРС основан на использовании сверхкоротких лазерных импульсов и отличается от традиционной спектроскопии тем, что измеряемой характеристикой среды является не форма спектральной линии, а временной отклик на ударное оптическое возбуждение. Круг объектов, исследованных этим методом, достаточно широк. В связи с этим актуальна глубокая теоретическая проработка физических основ нестационарного КАРС, систематизация и анализ полученных экспериментальных данных, а также выяснение вопроса о том, какая информация и каким образом может быть получена из измеряемых импульсных откликов. Весьма актуальна, в частности, проблема качественной и количественной интерпретации данных нестационарного КАРС в молекулярных и атомарных газах.

Постановка задачи

В настоящее время нестационарное КАРС в газах представляет собой хорошо развитую область исследований. Однако есть и нерешенные вопросы. Один из них – вопрос о корреляционной функции тепловых

скоростей молекул. Как отмечалось выше, в рамках феноменологического подхода были испытаны две модели: модель (3.1.6) и модель (3.1.7), причем предпочтение было отдано экспоненциальной модели.

В теории случайных процессов известна теорема Дуба (J. L. Doob, 1944) о том, что корреляционная функция стационарного марковского гауссова процесса является экспоненциальной функцией [253, стр. 150]. Эта теорема применима и к интересующей нас функции. Тем не менее, это не снимает вопроса о вычислении корреляционной функции тепловых скоростей молекул на основе законов механики, поскольку только в этом случае мы можем определить основную характеристику этой функции – время корреляции тепловой скорости.

Близкие по физическому содержанию задачи рассматривались многими авторами в рамках классической статистической механики. Отметим здесь работы С. Чандрасекара [206], Р. Балеску [212], П. Резибуа и М. Де Ленер [214], Ю. Л. Климонтовича [217], Н. В. Бриллиантова и О. П. Ревокатова [243], И. А. Квасникова [253]. Однако явного выражения для времени корреляции скорости молекулы, удобного для применения в КАРС, получено не было.

Целью данной главы диссертации является прямое вычисление корреляционной функции тепловой скорости молекулы газа на основе законов классической механики и статистики, а также установление связи времени корреляции с такими параметрами газообразной среды как размер и масса молекулы, концентрация молекул, давление и температура газа.

3.2. Теория нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

Нестационарное КАРС представляет собой импульсное лазерное возбуждение комбинационно-активных колебаний среды и наблюдение антистоксова рассеяния зондирующего лазерного импульса, посылаемого в среду с некоторой задержкой τ . Измеряется энергия антистоксова рассеяния W_a как функция задержки τ . Эта зависимость несет в себе информацию о процессах дефазировки молекулярных колебаний в среде. Такие процессы могут быть вызваны тепловым движением молекул (доплеровская дефазировка), столкновениями молекул (столкновительная дефазировка), вращательным расщеплением колебательных уровней молекул (вращательная дефазировка) и другими факторами. Функция (3.1.1) называется функцией импульсного отклика. Ниже выполнен расчет этой функции в предположении, что дефазировка молекулярных колебаний

обусловлена только тепловым движением молекул газообразной среды. Экспериментально отклик такого типа можно наблюдать в молекулярном водороде при достаточно низком давлении газа (рис. 3.2.1).

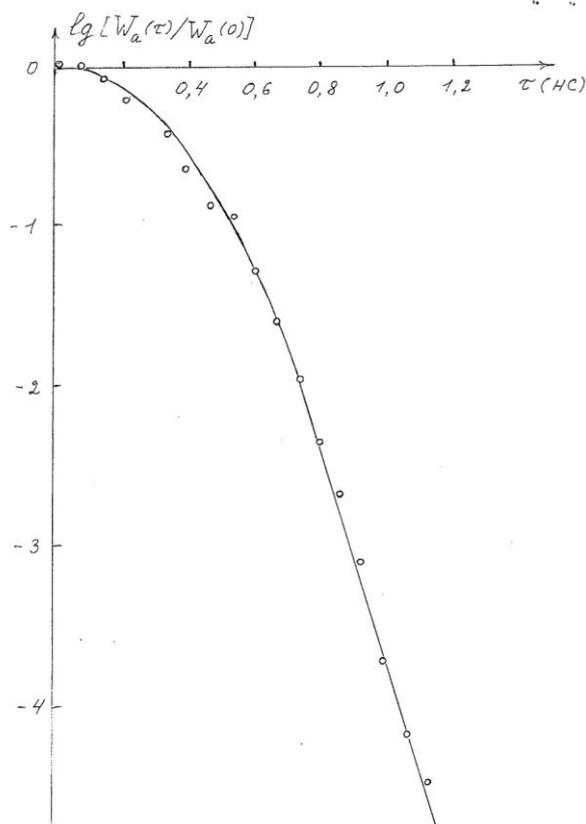


Рис.3.2.1. Нестационарное КАРС в молекулярном водороде [5]. Комнатная температура, давление газа 5 торр, частота молекулярных колебаний 4155см^{-1} . Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая построена по формуле (3.6.1).

Возбуждение когерентных молекулярных колебаний.

В основе эффекта комбинационного рассеяния света лежит зависимость электронной поляризуемости молекулы α от расстояния между ядрами атомов в молекуле. Представим эту зависимость в виде

$$\alpha(q) = \alpha_0 + \alpha' \cdot q, \quad (3.2.1)$$

где q - ядерная координата, отсчитываемая относительно положения равновесия ядер, $\alpha_0 = \alpha(q=0)$ и α' - производная электронной поляризуемости молекулы по ядерной координате, взятая в положении

равновесия ядер. Упрощенный способ оценки этой величины изложен в [62]. Дипольный момент молекулы во внешнем электрическом поле напряженности \vec{E}

$$\vec{p} = \alpha \cdot \vec{E}. \quad (3.2.2)$$

Потенциальная энергия молекулы во внешнем электрическом поле есть сумма потенциальных энергий отдельных заряженных частиц, составляющих молекулу: $\Pi = \sum_i \Pi_i$. Элементарная потенциальная энергия заряженной

частицы во внешнем поле $d\Pi_i = -\vec{E} \cdot q_i \cdot d\vec{r}_i$, где \vec{E} - напряженность поля, q_i - заряд частицы, \vec{r}_i - ее радиус-вектор. Отсюда $d\Pi = -\vec{E} \cdot d\vec{p}$, где $\vec{p} = \sum_i q_i \cdot \vec{r}_i$

- дипольный момент молекулы. В линейном приближении (3.2.2) имеем, следовательно, $d\Pi = -\alpha \cdot \vec{E} \cdot d\vec{E}$, и $\Pi = -\frac{1}{2} \alpha \cdot E^2$. При этом сила $F = -\partial\Pi/\partial q$, действующая на молекулярный осциллятор со стороны поля, есть

$$F = \frac{1}{2} \alpha' \cdot E^2. \quad (3.2.3)$$

Пренебрегая затуханием, запишем уравнение молекулярных колебаний в виде

$$\ddot{q} + \omega_0^2 \cdot q = F/m, \quad (3.2.4)$$

где ω_0 - собственная частота молекулярных колебаний, m - приведенная масса осциллятора. Формулы (3.2.3) и (3.2.4) указывают на возможность резонансного возбуждения молекулярных колебаний среды с помощью двухчастотной лазерной накачки. Для этого необходимо выполнить условие комбинационного резонанса $\omega_1 - \omega_2 = \omega_0$, где ω_1 и ω_2 - частоты компонент накачки. В методе нестационарного КАРС такое возбуждение осуществляется с помощью пикосекундных лазерных импульсов, которые фокусируются в кювету с газообразной средой. Импульс бигармонической накачки вызывает ударное возбуждение молекулярных колебаний

$$q(t) = q_0 \cdot \cos[\omega_0 \cdot (t - z_0/c)], \quad (3.2.5)$$

где q_0 - амплитуда колебаний, t - время, z_0 - координата молекулы в момент воздействия на нее возбуждающего лазерного импульса, отсчитываемая в направлении распространения лазерных пучков, c - скорость света. Формула (3.2.5) показывает, что в среде возникает волна когерентных молекулярных колебаний. Возбужденная таким образом среда приобретает способность эффективно рассеивать лазерное излучение, что и используется для генерации импульса антистоксова рассеяния света.

Зондирование молекулярных колебаний движущейся молекулы газа.

Зондирование молекулярных колебаний осуществляется с помощью пробного лазерного импульса, посылаемого в среду спустя некоторое время τ после импульса возбуждения. В результате теплового движения колебательно возбужденная молекула успевает сместиться за это время на некоторое расстояние z вдоль оси лазерных пучков. При этом на молекулу воздействует поле пробной волны, определяемое формулой

$$\vec{E}_p(t) = \vec{E}_{p0} \cdot \cos \left[\omega_p \cdot \left(t - \frac{z_0 + z}{c} \right) \right], \quad (3.2.6)$$

где ω_p - частота пробной волны. В соответствии с формулами (3.2.1), (3.2.2), (3.2.5) и (3.2.6) в переменном поле пробной волны дипольный момент колеблющейся молекулы имеет составляющую, осциллирующую на антистоксовой частоте $\omega_a = \omega_p + \omega_0$, а именно,

$$\vec{p}_a(t) = \vec{p}_{a0} \cdot \cos \left[\omega_a \cdot (t - z_0/c) + \omega_0 \cdot \tau - \omega_p \cdot \frac{z}{c} \right], \quad (3.2.7)$$

где $\vec{p}_{a0} = \frac{1}{2} \cdot \alpha' \cdot q_0 \cdot \vec{E}_{p0}$ - амплитуда колебаний дипольного момента. Диполь с переменным дипольным моментом порождает световую волну на антистоксовой частоте, поле которой в дальней зоне описывается формулой [54]

$$\vec{E}_a(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2 \cdot r} \cdot \left[\vec{n}, \left[\vec{n}, \ddot{\vec{p}}_a(t - r/c) \right] \right], \quad (3.2.8)$$

где \vec{r} - радиус-вектор, проведенный от диполя в точку наблюдения поля, $\vec{n} = \vec{r}/r$ - единичный вектор, направленный вдоль \vec{r} , r - расстояние от диполя до точки наблюдения поля, точка над символом обозначает

дифференцирование по времени. В данном случае диполь совершает гармонические колебания на антистоксовой частоте, поэтому

$$\ddot{\vec{p}}_a(t) = -\omega_a^2 \cdot \vec{p}_a(t). \quad (3.2.9)$$

Будем считать, что приемник антистоксова излучения расположен на оси z . Тогда

$$[\vec{n}, [\vec{n}, \vec{p}_a(t-r/c)]] = -\vec{p}_a(t-r/c), \quad (3.2.10)$$

поскольку вектор поляризации пробной волны $\vec{e}_p = \vec{E}_{p0} / E_{p0}$ перпендикулярен направлению распространения волны (ось z) и, следовательно, векторы \vec{n} и \vec{p} взаимно перпендикулярны. Соотношения (3.2.9) и (3.2.10) позволяют переписать формулу (3.2.8) в виде

$$\vec{E}_a(\vec{r}, t) = \frac{\omega_a^2}{c^2 \cdot r} \cdot \vec{p}_a(t-r/c). \quad (3.2.11)$$

Подставив (3.2.7) в (3.2.11), получим

$$\vec{E}_a(\vec{r}, t) = \vec{E}_{a0} \cdot \cos \left[\omega_a \cdot \left(t - \frac{r}{c} - \frac{z_0}{c} \right) + \omega_0 \cdot \tau - \omega_p \cdot \frac{z}{c} \right],$$

где $\vec{E}_{a0} = \frac{\omega_a^2}{c^2 \cdot r} \cdot \vec{p}_{a0}$ - амплитуда антистоксовой волны. Пусть z_a - координата приемника антистоксова излучения на оси z . Тогда расстояние от зондируемой молекулы до приемника $r = z_a - (z_0 + z)$, и поле принимаемой им антистоксовой волны

$$\vec{E}_a(z_a, t) = \vec{E}_{a0} \cdot \cos \left[\omega_a \cdot \left(t - \frac{z_a}{c} \right) + \omega_0 \cdot \tau + \omega_0 \cdot \frac{z}{c} \right]. \quad (3.2.12)$$

Как видно из формулы (3.2.12), поле антистоксовой волны не зависит от координаты молекулы z_0 в момент действия на нее импульса бигармонической накачки. Вместе с тем оно зависит от смещения z , возникающего вследствие теплового движения молекулы за время задержки между импульсами возбуждения и зондирования. Величину z естественно рассматривать как случайную функцию времени. Поэтому далее возникает

задача усреднения выражения (3.2.12) с учетом статистики тепловых скоростей молекул газообразной среды.

Импульсный отклик газообразной среды.

Используя формулу Эйлера, и усредняя выражение (3.2.12) по ансамблю молекул газа, получим

$$\bar{E}_a(z_a, t) = \frac{1}{2} \cdot \bar{E}_{a0} \cdot \exp\left(i \cdot \left[\omega_a \cdot \left(t - \frac{z_a}{c} \right) + \omega_0 \cdot \tau \right]\right) \langle \exp(i \cdot k_0 \cdot z) \rangle + \text{к.с.}, \quad (3.2.13)$$

где $k_0 = \omega_0 / c$ - волновое число молекулярных колебаний.

Величина z может быть представлена как интеграл по времени от декартовой компоненты тепловой скорости молекулы газа

$$z(\tau) = \int_0^\tau v_z(\theta) d\theta. \quad (3.2.14)$$

Задача состоит в отыскании функции

$$h(\tau) = \langle \exp[i \cdot k_0 \cdot z(\tau)] \rangle, \quad (3.2.15)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю молекул.

Распределение молекул по скоростям описывается распределением Максвелла

$$w(v_z) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp(-v_z^2 / 2\sigma_v^2),$$

где $\sigma_v^2 = kT/m$ - дисперсия тепловой скорости, m - масса молекулы, T - абсолютная температура газа, k - постоянная Больцмана. При неизменной температуре среды скорость молекулы газа $v_z(t)$ можно рассматривать как гауссов стационарный случайный процесс с нулевым средним значением и дисперсией σ_v^2 . Из теории случайных процессов [165] известно, что гауссова статистика процесса сохраняется при любых линейных преобразованиях, в частности при интегрировании по времени. Поэтому распределение плотности вероятности для координаты молекулы $z(t)$ имеет вид

$$w(z, t) = \frac{1}{\sigma(t)\sqrt{2\pi}} \exp(-z^2 / 2\sigma^2(t)), \quad (3.2.16)$$

где

$$\sigma^2(t) = \langle z^2(t) \rangle \quad (3.2.17)$$

- дисперсия смещения молекулы за время t . Графики функции (3.2.16) показаны на рис. 3.2.2.

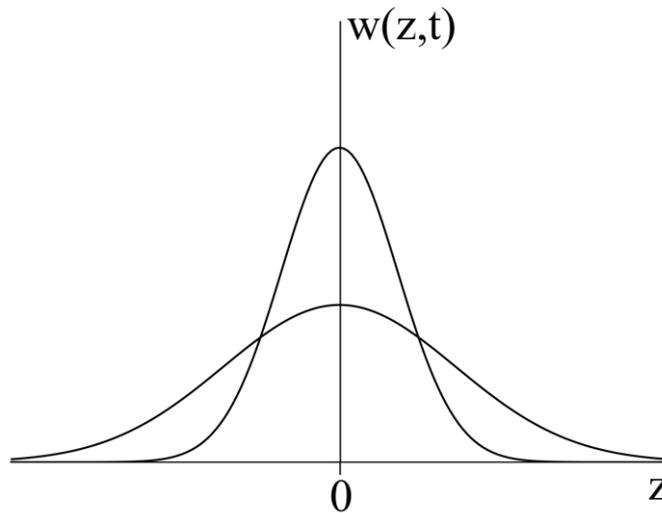


Рис. 3.2.2. Распределения плотности вероятности для смещения молекулы газа для двух разных моментов времени.

Интересующее нас среднее значение

$$h(\tau) = \langle \exp[i \cdot k_0 \cdot z(\tau)] \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i \cdot k_0 \cdot z(\tau)] \cdot w(z, \tau) dz = \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot k_0^2 \cdot \langle z^2(\tau) \rangle \right]. \quad (3.2.18)$$

Подставив (3.2.18) в (3.2.13), находим

$$\vec{E}_a(z_a, t) = \vec{E}_{a0} \cdot h(\tau) \cdot \cos(\omega_a \cdot (t - z_a / c) + \omega_0 \cdot \tau).$$

Поскольку энергия антистоксова импульса пропорциональна квадрату амплитуды поля, для функции импульсного отклика получаем

$$f(\tau) = h^2(\tau) = \exp \left[-k_0^2 \cdot \langle z^2(\tau) \rangle \right]. \quad (3.2.19)$$

Таким образом, для расчета импульсного отклика газообразной среды остается вычислить дисперсию смещения молекулы газа как функцию времени.

Используя формулу (3.2.14), дисперсию смещения молекулы можно представить в виде

$$\langle z^2(t) \rangle = \int_0^t \int_0^t \langle v_z(\theta_1) v_z(\theta_2) \rangle d\theta_1 d\theta_2$$

или

$$\langle z^2(t) \rangle = \int_0^t \int_0^t B(\theta_1 - \theta_2) d\theta_1 d\theta_2, \quad (3.2.20)$$

где $B(\tau) = \langle v_z(t) v_z(t + \tau) \rangle$ - корреляционная функция тепловой скорости молекулы. Как известно [165], корреляционная функция является четной функцией своего аргумента. Поэтому выражение (3.2.20) можно преобразовать к виду (см., например, [8])

$$\langle z^2(t) \rangle = 2 \int_0^t (t - \tau) B(\tau) d\tau. \quad (3.2.21)$$

Из формул (3.2.19) и (3.2.21) вытекает соотношение

$$f(\tau) = \exp \left[-2k_0^2 \cdot \int_0^\tau (\tau - \theta) \cdot B(\theta) d\theta \right], \quad (3.2.22)$$

которое совпадает с формулой (3.1.3).

3.3. Коэффициент диффузии молекул в газе.

Функция $w(z, t)$, определяемая формулой (3.2.16), удовлетворяет одномерному уравнению диффузии

$$\frac{\partial w}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}, \quad (3.3.1)$$

где

$$D = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \sigma^2(t) \quad (3.3.2)$$

- коэффициент диффузии. Согласно формулам (3.2.17) и (3.3.2)

$$D = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle z^2(t) \rangle, \quad (3.3.3)$$

т.е. коэффициент диффузии молекул в газе может быть определен как производная по времени от дисперсии смещения молекулы.

Подставив (3.2.21) в (3.3.3) и выполнив дифференцирование по времени, получим следующее выражение для коэффициента диффузии молекул в газе

$$D = \int_0^t B(\tau) d\tau. \quad (3.3.4)$$

Таким образом, коэффициент диффузии выражен через корреляционную функцию тепловой скорости молекулы газа.

3.4. Корреляционная функция и время корреляции тепловой скорости молекулы газообразной среды.

Рассмотрим молекулу примеси массой m_1 в атмосфере буферного газа, молекула которого имеет массу m_2 . Рассматривая молекулы как гладкие твердые шары, изменение скоростей их центров масс при столкновении можно рассчитать на основе законов сохранения импульса и энергии:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}'_1 + m_2 \vec{v}'_2, \quad \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}. \quad (3.4.1)$$

Здесь \vec{v}_1 и \vec{v}_2 - скорости молекул перед ударом, \vec{v}'_1 и \vec{v}'_2 - скорости молекул после удара. В момент удара сила взаимодействия между молекулами направлена вдоль линии, соединяющей их центры. В соответствии со вторым законом Ньютона приращение импульсов молекул при ударе происходит в этом же направлении. Поэтому

$$\vec{v}'_1 = \vec{v}_1 + \alpha \cdot \vec{e}, \quad (3.4.2)$$

где α - некоторая скалярная величина, $\vec{e} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) / |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ - единичный вектор, направленный вдоль линии, соединяющей центры шаров в момент удара («вектор удара» - рис. 3.4.1).

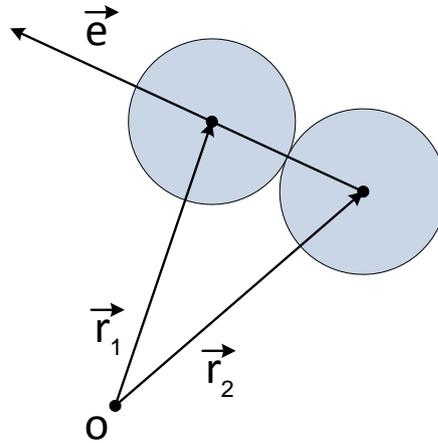


Рис. 3.4.1. Вектор удара.

Из уравнений (3.4.1), (3.4.2) получаем

$$\vec{v}'_1 = \vec{v}_1 + \frac{2}{1+\beta} (\vec{e}, \vec{v}) \vec{e}, \quad \vec{v}'_2 = \vec{v}_2 - \frac{2\beta}{1+\beta} (\vec{e}, \vec{v}) \vec{e},$$

где $\vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$, $\beta = m_1/m_2$, $(\vec{e}, \vec{v}) = e_x v_x + e_y v_y + e_z v_z$. Аналогичные выражения для скоростей были получены в [214].

Скорости сталкивающихся молекул, вектор удара, а также различные декартовы компоненты скорости одной и той же молекулы представляют собой статистически независимые величины с нулевыми средними значениями. Поэтому

$$\langle v_{1z} v'_{1z} \rangle = \langle v_{1z}^2 \rangle \cdot \left(1 - \frac{2}{1+\beta} \langle e_z^2 \rangle\right),$$

где $\langle v_{1z}^2 \rangle = kT/m_1$ - дисперсия тепловой скорости молекулы и $\langle e_z^2 \rangle = 1/3$, поскольку $\langle e_x^2 \rangle = \langle e_y^2 \rangle = \langle e_z^2 \rangle$ и $e_x^2 + e_y^2 + e_z^2 = 1$. Итак, коррелятор скоростей молекулы до и после столкновения $b_1 = \langle v_{1z} v'_{1z} \rangle = B(0) \cdot q$, где $B(0) = B(\tau = 0) = \sigma_v^2 = kT/m_1$ и

$$q = 1 - \frac{2}{3(1 + \beta)} \quad (3.4.3)$$

- параметр остаточной корреляции. Коррелятор скоростей молекулы до и после n столкновений

$$b_n = \langle v_{1z} v_{1z}^{(n)} \rangle = B(0) \cdot q^n. \quad (3.4.4)$$

Вероятность того, что за время τ молекула испытает n столкновений, определяется распределением Пуассона

$$P(n, \tau) = \exp(-\nu\tau) \frac{(\nu\tau)^n}{n!}, \quad (3.4.5)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ - любое натуральное число, $\nu = 1/\tau_c$ - средняя частота столкновений, τ_c - среднее время свободного пробега молекулы. Корреляционная функция тепловой скорости молекулы

$$B(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \cdot P(n, \tau). \quad (3.4.6)$$

Подставив (3.4.4), (3.4.5) в (3.4.6), получим $B(\tau) = B(0) \exp(-\nu\tau(1 - q))$ или

$$B(\tau) = B(0) \exp(-\tau / \tau_v),$$

где $\tau_v = \frac{\tau_c}{1 - q}$ - время корреляции тепловой скорости молекулы, τ_c - среднее время свободного пробега молекулы, q - параметр, определяемый формулой (3.4.3). Учитывая четность корреляционной функции, полученный результат можно представить в виде

$$B(\tau) \equiv \langle v_z(t) \cdot v_z(t + \tau) \rangle = B(0) \exp(-|\tau| / \tau_v). \quad (3.4.7)$$

В частности, для однородного газа, состоящего из молекул массы m , получим $\beta = m_1 / m_2 = 1$, $q = 2/3$,

$$B(0) = \sigma_v^2 = \frac{kT}{m} \quad (3.4.8)$$

и

$$\tau_v = 3 \cdot \tau_c. \quad (3.4.9)$$

Формулы (3.4.7) – (3.4.9) выражают основной результат нашего расчета. Согласно этим формулам, корреляционная функция тепловой скорости молекулы газообразной среды является экспоненциальной, а время корреляции скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы. График функции $B(\tau)$ показан на рисунке 3.4.2.

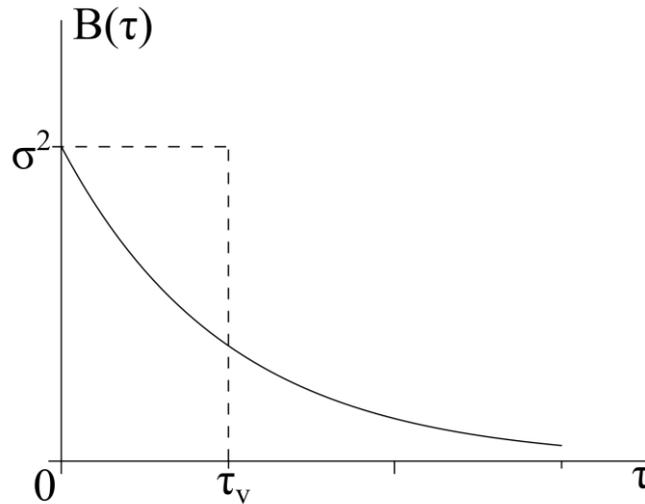


Рис 3.4.2. Корреляционная функция тепловой скорости молекулы газа.

3.5. Время корреляции тепловой скорости и молекулярные параметры

Из молекулярной физики известно выражение для среднего времени свободного пробега молекулы газа (см., например, [210])

$$\tau_c = \frac{1}{N \cdot \sqrt{2} \cdot \langle v \rangle \cdot \pi \cdot d^2}. \quad (3.5.1)$$

Здесь N - концентрация молекул газа, d - газокинетический диаметр молекулы, $\langle v \rangle$ - средняя тепловая скорость молекул газа, определяемая формулой

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T}{\pi \cdot m}}, \quad (3.5.2)$$

T - абсолютная температура газа, m - масса молекулы газа, k - постоянная Больцмана. Из формул (3.4.9), (3.5.1), (3.5.2) вытекает соотношение

$$\tau_v = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{Nd^2} \cdot \sqrt{\frac{m}{kT}}. \quad (3.5.3)$$

Формула (3.5.3) устанавливает связь времени корреляции тепловой скорости молекулы с другими молекулярными параметрами, такими как масса и газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул и температура газа. На основе этой формулы можно построить алгоритмы измерения указанных молекулярных параметров (см. п. 3.8).

3.6. Результат расчета импульсного отклика

Подставив выражения (3.4.7) и (3.4.8) в формулу (3.2.22), получим

$$f(\tau) = W_a(\tau)/W_a(0) = \exp \left\{ -2(k_0\sigma_v\tau_v)^2 \cdot \left[\frac{\tau}{\tau_v} - 1 + \exp \left(-\frac{\tau}{\tau_v} \right) \right] \right\}. \quad (3.6.1)$$

Эта формула определяет импульсный отклик газообразной среды в условиях, когда дефазировка молекулярных колебаний обусловлена только тепловым движением молекул. Физически такая ситуация реализуется, например, в молекулярном водороде при комнатной температуре и давлении газа в несколько торр. В формуле (3.6.1) W_a - энергия импульса антистоксова рассеяния, τ - время задержки между импульсами возбуждения и зондирования, τ_v - время корреляции тепловой скорости, $k_0 = \omega_0/c$ - волновое число молекулярных колебаний, возбуждаемых и зондируемых в процессе КАРС, ω_0 - частота колебаний, c - скорость света, $\sigma_v^2 = kT/m$ - дисперсия тепловой скорости молекулы газа, m - масса молекулы, T - абсолютная температура газа, k - постоянная Больцмана.

В пределе $\tau \ll \tau_v$ выражение для $f(\tau)$ приобретает вид

$$f(\tau) = \exp \left[-(k_0\sigma_v\tau)^2 \right], \quad (3.6.2)$$

В противоположном предельном случае $\tau \gg \tau_v$

$$f(\tau) = \exp \left[-2(k_0\sigma_v\tau_v)^2 \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_v} - 1 \right) \right]. \quad (3.6.3)$$

Из этих формул следует, что время корреляции тепловой скорости молекулы τ_v примерно равно такому времени задержки τ , при котором происходит переход от параболического участка функции $\lg[W_a(\tau)/W_a(0)]$ к ее линейному участку (см. рис. 3.2.1).

3.7. Дисперсия смещения и коэффициент диффузии молекул газа.

С помощью формул (3.4.7), (3.2.21), мы вычислили дисперсию смещения молекулы газа как функцию времени

$$\langle z^2(t) \rangle = 2\sigma_v^2 \tau_v^2 \left[\frac{t}{\tau_v} + \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) - 1 \right]. \quad (3.7.1)$$

Аналогичное выражение получено в [206]. Заметим, что в пределе больших времен ($t \gg \tau_v$) формула (3.7.1) переходит в формулу Эйнштейна

$$\langle z^2(t) \rangle = 2Dt, \quad (3.7.2)$$

известную в теории броуновского движения. Графики функций (3.7.1) и (3.7.2) показаны на рис. 3.7.1.

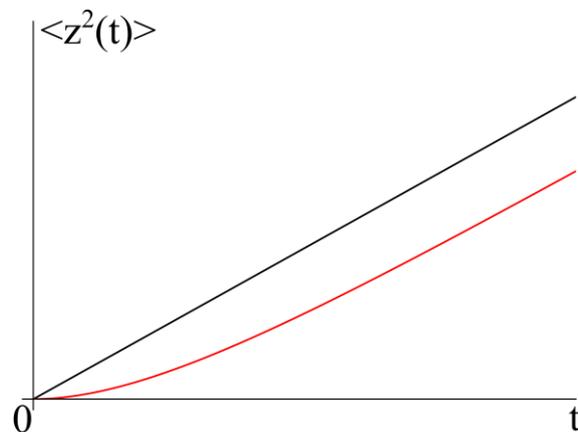


Рис. 3.7.1. Закон Эйнштейна (прямая линия) и дисперсия смещения молекулы газа как функции времени, построенная по формуле (3.7.1).

Обратим внимание на сходство кривых, показанных на рисунках 3.2.1 и 3.7.1. Этот факт можно рассматривать как экспериментальное подтверждение нашей теоретической модели.

Подставив (3.4.7) в (3.3.4), получим следующее выражение для коэффициента диффузии $D = B(0)\tau_v(1 - \exp(-t/\tau_v))$ или $D(t) = D_\infty \cdot (1 - \exp(-t/\tau_v))$, где

$$D_\infty = \sigma_v^2 \cdot \tau_v \quad (3.7.3)$$

- асимптотическое значение коэффициента диффузии, σ_v^2 - дисперсия и τ_v - время корреляции тепловой скорости молекулы. Физический смысл зависимости от времени коэффициента диффузии на временах, много меньших времени свободного пробега молекулы, состоит в том, что на этих временах молекула движется равномерно и прямолинейно. При этом координата молекулы линейно растет с течением времени, а дисперсия смещения растет пропорционально квадрату времени.

Полученные нами формулы позволяют выразить коэффициент диффузии через среднюю скорость теплового движения молекулы $v = \sigma_v \sqrt{8/\pi}$ и среднюю длину свободного пробега $\lambda = v\tau_c$ молекулы газа. Это выражение имеет вид

$$D = \frac{3\pi}{8} \lambda v. \quad (3.7.4)$$

Для сравнения приведем хорошо известное приближенное выражение для коэффициента диффузии [230]

$$D = \frac{1}{3} \lambda v. \quad (3.7.5)$$

Формула (3.7.4) дает новое выражение для коэффициента диффузии молекул газа через среднюю длину свободного пробега и среднюю тепловую скорость молекул. Это выражение уточняет широко известное приближенное выражение (3.7.5).

3.8. О возможности измерения параметров газообразной среды методом нестационарного КАРС

Полученные результаты позволяют предложить способ измерения целого ряда характеристик газообразной среды на основе измерения нестационарного КАРС. Это такие характеристики как корреляционная функция и время корреляции тепловой скорости молекулы, дисперсия

тепловых скоростей молекул, среднее время свободного пробега молекулы, коэффициент диффузии молекул, газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул, давление и температура газа. В этом параграфе мы обсудим эту возможность на примере молекулярного водорода низкого давления. Функция импульсного отклика $f(\tau)$ для такого газа показана на рисунке 3.2.1.

Допустим, что в эксперименте по нестационарному КАРС в газе измерена функция

$$f(\tau) = W_a(\tau) / W_a(0), \quad (3.8.1)$$

где W_a - энергия импульса антистоксова рассеяния, τ - время задержки между импульсами возбуждения и зондирования. Тогда указанные характеристики газообразной среды можно найти следующим образом.

Корреляционная функция тепловой скорости молекулы

$$B(\tau) = \langle v_z(t)v_z(t+\tau) \rangle = -\frac{1}{2k_0^2} \cdot \frac{d^2}{d\tau^2} \ln f(\tau), \quad (3.8.2)$$

Время корреляции тепловой скорости молекулы

$$\tau_v = \frac{1}{B(0)} \int_0^{\infty} B(\tau) d\tau. \quad (3.8.3)$$

Дисперсия тепловой скорости молекулы

$$\sigma_v^2 = \langle v_z^2 \rangle = B(0). \quad (3.8.4)$$

Абсолютная температура газа

$$T = \frac{m}{k} \sigma_v^2. \quad (3.8.5)$$

Коэффициент диффузии молекул газа

$$D = \sigma_v^2 \cdot \tau_v. \quad (3.8.6)$$

Среднее время свободного пробега молекулы газа

$$\tau_c = \frac{1}{3} \tau_v, \quad (3.8.7)$$

Газокинетический диаметр молекулы газа

$$d = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt[4]{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N\tau_v}} \sqrt[4]{\frac{m}{kT}} \quad (3.8.8)$$

Концентрация молекул газа

$$N = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\tau_v d^2} \sqrt{\frac{m}{kT}}. \quad (3.8.9)$$

Давление газа

$$p = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{mkT}}{\tau_v d^2}. \quad (3.8.10)$$

В формулах (3.8.2) – (3.8.10) использованы обозначения: $k_0 = \omega_0 / c$ – волновое число молекулярных колебаний, ω_0 – частота молекулярных колебаний, c – скорость света, m – масса молекулы газа, k – постоянная Больцмана. Формула (3.8.2) вытекает из формулы (3.2.22). Формула (3.8.3) есть интегральное определение времени корреляции. Формула (3.8.5) есть следствие формулы (3.4.8). Формула (3.8.8) вытекает из формулы (3.5.3). Формула (3.8.10) есть следствие формулы (3.8.9) и уравнения состояния идеального газа $p = NkT$. Оценки величин τ_v , D , d для водорода сделаны в работах [5], [64].

Формулу (3.8.2) можно рассматривать как следствие теории Ю. Е. Дьякова [218]. Формулы (3.8.7) – (3.8.10) являются новыми. Они основаны на соотношении (3.4.9), которое было получено в 2006 году [66], и затем использовалось в работах [75], [92]. Таким образом, в настоящей работе на примере водорода низкого давления показано, что метод нестационарного КАРС позволяет измерять такие параметры газообразной среды, как среднее время свободного пробега молекулы, газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул, давление газа.

3.9. Численные оценки для водорода

Измерения нестационарного КАРС в молекулярном водороде, выполненные в работе [5], позволили оценить время корреляции тепловых скоростей молекул. Согласно данным, полученным в [5],

$$\tau_v = B / \rho, \quad (3.9.1)$$

где

$$B = 0.13 \cdot 10^{-9} \text{ с}, \quad (3.9.2)$$

$\rho = N / N_0$ - плотность газа в единицах амага, N - число молекул в кубическом сантиметре газа, N_0 - число молекул в кубическом сантиметре газа при нормальных условиях (число Лошмидта).

Из формул (3.9.1), (3.8.8), (3.8.5), следует, что

$$d = (4 \cdot \sqrt{\pi} \cdot N_0 \cdot \sigma_v \cdot B / 3)^{-1/2}. \quad (3.9.3)$$

Здесь d - газокINETический диаметр молекулы, $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - число Лошмидта, $\sigma_v = \sqrt{k \cdot T / m} = \sqrt{\langle v_z^2 \rangle}$, B - параметр, определяемый формулой (3.9.1).

Формулу (3.9.3) можно использовать для определения размера молекулы. Сделаем оценку для молекулярного водорода. Для этой молекулы при комнатной температуре $\sigma_v = 1.1 \cdot 10^5 \text{ см} / \text{с}$. Параметр B определяется формулой (3.9.2). Вычисление диаметра молекулы по формуле (3.9.3) приводит к оценке $d = 3.3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Для сравнения укажем величину диаметра молекулы водорода, полученную на основе измерений теплопроводности газа [210]: $d = 2.74 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Для коэффициента диффузии (самодиффузии) молекул водорода при нормальных условиях по формуле (3.8.6) получаем оценку $D_\infty = \sigma_v^2 \cdot \tau_v = 1.6 \text{ см}^2 / \text{с}$. Для сравнения: по данным [230] коэффициент самодиффузии водорода $D = 1.28 \text{ см}^2 / \text{с}$.

3.10. Нестационарное КАРС и диффузия молекул в газах

Формула (3.2.19) показывает, что график, представленный на рис. 3.2.1, можно рассматривать как график зависимости площади «диффузионного пятна» от времени. Это означает, что нестационарное КАРС позволяет

наблюдать процесс диффузии молекул в газе на очень малых временах (наносекунды), когда смещения молекул за счет теплового движения имеют порядок длины световой волны (микроны). В этих условиях проявляется переход от свободного движения молекул к движению, ограниченному молекулярными столкновениями. Первая фаза этого процесса (свободное движение, параболический участок графика) характеризует скорости молекул и зависит только от температуры газа. Вторая фаза (движение, ограниченное столкновениями, - линейный участок графика) зависит от температуры, давления и размера молекул газа. Отсюда вытекает принципиальная возможность измерения указанных параметров методом нестационарного КАРС. Такие измерения можно сделать с помощью формул, представленных в параграфе 3.8.

3.11. Обсуждение результатов.

В работе Ю. Е. Дьякова [218] развита теория нестационарного КАРС в газах, учитывающая тепловое движение молекул. Эта теория хорошо объясняет экспериментальные данные по водороду [5], используя в качестве подгоночного параметра время корреляции тепловой скорости молекулы. В работе [5] показано, что время корреляции тепловой скорости может быть измерено в эксперименте по нестационарному КАРС. Там же сделана соответствующая оценка для молекулярного водорода.

В настоящей главе диссертации проведен прямой расчет корреляционной функции тепловой скорости молекулы газа. На основе законов классической механики и статистики показано, что в ударном приближении корреляционная функция тепловой скорости молекулы газа является экспоненциальной, а время корреляции скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы.

На основе соотношения (3.4.9) получены формулы, связывающие время корреляции тепловой скорости с молекулярными параметрами: диаметром и массой молекулы, концентрацией молекул и температурой газа. Эти формулы открывают возможность измерения газокинетического диаметра молекулы, концентрации молекул и давления газа методом нестационарного КАРС.

Из соотношения (3.4.9) вытекает новое выражение для коэффициента диффузии молекул газа через среднюю длину свободного пробега и среднюю тепловую скорость молекул (3.7.4). Это выражение уточняет широко известное приближенное выражение (3.7.5). Кроме того, получена формула для дисперсии смещения молекулы газа как функции времени (3.7.1). Эта

формула обобщает закон Эйнштейна (3.7.2), известный в теории броуновского движения. Нестационарное КАРС в водороде дает прямое экспериментальное подтверждение формулы (3.7.1). Это видно из сопоставления рисунков 3.2.1 и 3.7.1.

Теория, развитая в этой главе показывает, что сверхкороткие лазерные импульсы позволяют изучать быстропротекающие процессы, в частности, процесс диффузии в газе, когда неравновесная концентрация частиц создана в очень маленькой области пространства. Такая ситуация может быть создана путем колебательного или вращательного возбуждения молекул с помощью сфокусированных лазерных импульсов. Применительно к комбинационно-активным переходам молекул эта возможность реализуется при нестационарном когерентном антистоксовом рассеянии света.

Основные результаты

В третьей главе диссертации на основе законов классической механики вычислена корреляционная функция тепловой скорости молекулы газообразной среды, описывающая влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах. Показано, что в ударном приближении эта функция является экспоненциальной, а время корреляции тепловой скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы газа.

Получены формулы, позволяющие измерять с помощью нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света такие параметры газообразной среды как концентрация молекул, температура и давление газа, а также коэффициент диффузии и газокинетический диаметр молекул газа.

Глава 4. Рассеяние лазерного пучка на ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови.

В этой главе диссертации мы переходим к анализу рассеяния лазерного излучения в жидкой дисперсной среде, каковой является суспензия эритроцитов в лазерном дифрактометре. Целью наших исследований является развитие метода лазерной дифрактометрии для измерения статистических характеристик неоднородных ансамблей эритроцитов.

4.1. Введение.

В исследованиях кровеносной системы человека большое внимание уделяется микрореологическим параметрам крови, в частности, такому параметру как деформируемость эритроцитов [266 - 295]. Установлено, что этот параметр существенно влияет на микроциркуляцию крови, а потому имеет прямое отношение к диагностике и лечению многих заболеваний. Это такие широко распространенные заболевания как гипертония, ишемическая болезнь, сахарный диабет. Современная медицина ставит задачу измерения статистических характеристик эритроцитов, в частности, измерения распределения эритроцитов по деформируемости. Для проведения таких измерений предложен ряд новых методов, к числу которых относятся скоростная фотография эритроцитов в сдвиговом потоке (реоскопия) [279, 280] и метод лазерного пинцета [86]. В принципе, эти методы решают поставленную задачу, однако в силу ряда причин они не получили пока широкого практического применения. Поэтому актуальным остается поиск альтернативных решений.

Для измерения средней деформируемости эритроцитов в образце крови с успехом используют метод лазерной дифрактометрии [266, 269, 286]. Проведенные нами теоретические исследования показывают, что этим же методом можно измерить и другую важную характеристику ансамбля эритроцитов, а именно, разброс эритроцитов по деформируемости [90]. Как показали наши расчеты, информация об этом параметре содержится в особенностях формы линий изоинтенсивности. Однако для реализации новых возможностей лазерной дифрактометрии эритроцитов необходимо дальнейшее развитие методики измерений и обработки экспериментальных данных. В частности, необходимы теоретические модели рассеяния лазерного излучения на отдельных эритроцитах и на ансамблях таких частиц. Одна из таких моделей представлена в данной главе диссертации.

4.2. Оптические параметры эритроцита.

Для проведения теоретических оценок по лазерной дифрактометрии важно знать оптические параметры эритроцита. В наших расчетах мы будем использовать следующие данные [296].

Диаметр эритроцита

$$a = 7.5 \text{ мкм}, \quad (4.2.1)$$

средняя толщина эритроцита

$$h = 2 \text{ мкм}, \quad (4.2.2)$$

показатель преломления материала эритроцита относительно воды

$$n = 1.05. \quad (4.2.3)$$

Показатель преломления воды

$$n_0 = 1.33. \quad (4.2.4)$$

На длине волны

$$\lambda = 0.633 \text{ мкм}, \quad (4.2.5)$$

обычно используемой в дифрактометре, эритроцит слабо поглощает свет, поэтому его можно рассматривать как прозрачную частицу.

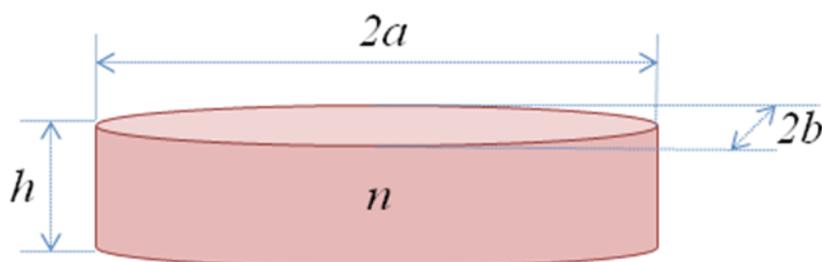


Рис. 4.2.1. Эллиптический диск, моделирующий эритроцит, деформированный в сдвиговом потоке. Параметры модели: n – относительный показатель преломления, (a, b, h) – геометрические размеры.

Эритроцит обладает свойством деформироваться в сдвиговом потоке. При этом его форма становится близкой к эллипсоидальной. Для упрощения расчетов мы будем моделировать эритроцит эллиптическим диском, т.е. прямым цилиндром, в основании которого лежит эллипс (рис. 4.2.1).

4.3. Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке.

Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрия) представляет собой метод исследования деформируемости эритроцитов. В дифрактометре сильно разбавленная суспензия эритроцитов помещается в зазор между стенками двух прозрачных коаксиальных стаканов, один из которых неподвижен, а другой может вращаться с заданной угловой скоростью (так называемая ячейка Куэтта). Вращение подвижного стакана вызывает течение жидкости и появление в ней сдвиговых напряжений, которые выстраивают эритроциты определенным образом и вытягивают их в направлении потока. При этом эритроциты приобретают форму, близкую к эллипсоидальной [279, 280]. Суспензию эритроцитов просвечивают лазерным лучом и наблюдают на экране картину рассеяния света, которая несет в себе информацию о форме исследуемых частиц. Обычно эта картина представляет собой центральный дифракционный максимум и два или три слабо различимых кольца круглой или эллиптической формы. Дифракционная картина снимается на видеокамеру и в цифровом виде передается в компьютер. С помощью специальной программы компьютер выделяет на экране наблюдения точки, в которых интенсивность рассеянного света имеет некоторое заданное значение. Совокупность таких точек образует линии, называемые линиями изоинтенсивности. Обычно эти линии аппроксимируют эллипсами. Отношение полуосей этих эллипсов является мерой деформации эритроцитов в сдвиговом потоке ячейки Куэтта. В этом параграфе мы приведем параметры лазерного дифрактометра, имея в виду экспериментальную установку, используемую в МГУ (LADE 6, RheoMedLab, Россия) [286].

Максимальное расстояние между эритроцитами в зондирующем лазерном пучке (диаметр лазерного пучка)

$$A = 1 \text{ мм.} \tag{4.3.1}$$

Расстояние от зондируемого объема до экрана наблюдения

$$z = 10 \text{ см.} \quad (4.3.2)$$

Число эритроцитов в лазерном пучке

$$N = 1000. \quad (4.3.3)$$

Эти данные позволяют вычислить такие величины, как волновое число $k = 2\pi / \lambda = 0.99 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, параметр размера эритроцита $2\pi a / \lambda = 74$, угол дифракционной расходимости для эритроцита

$\theta = \lambda / a = 0.0844 \text{ радиана} = 4.8 \text{ градуса}$, дифракционная длина для эритроцита

$z_a = ka^2 / 2 = 0.28 \text{ мм}$, размер дифракционной картины на экране наблюдения

$x_0 = z \cdot \theta = 0.84 \text{ см}$, дифракционная длина лазерного пучка $z_A = kA^2 / 2 = 5 \text{ м}$.

Заметим, что между параметрами системы существуют сильные неравенства:

$$z_a \ll z \ll z_A. \quad (4.3.4)$$

Это означает, что на экране наблюдения существует область, в которую попадает излучение, дифрагированное на эритроцитах, но не попадает излучение прямого лазерного пучка (рис. 4.3.1). Ниже проведен расчет распределения интенсивности света в этой области.

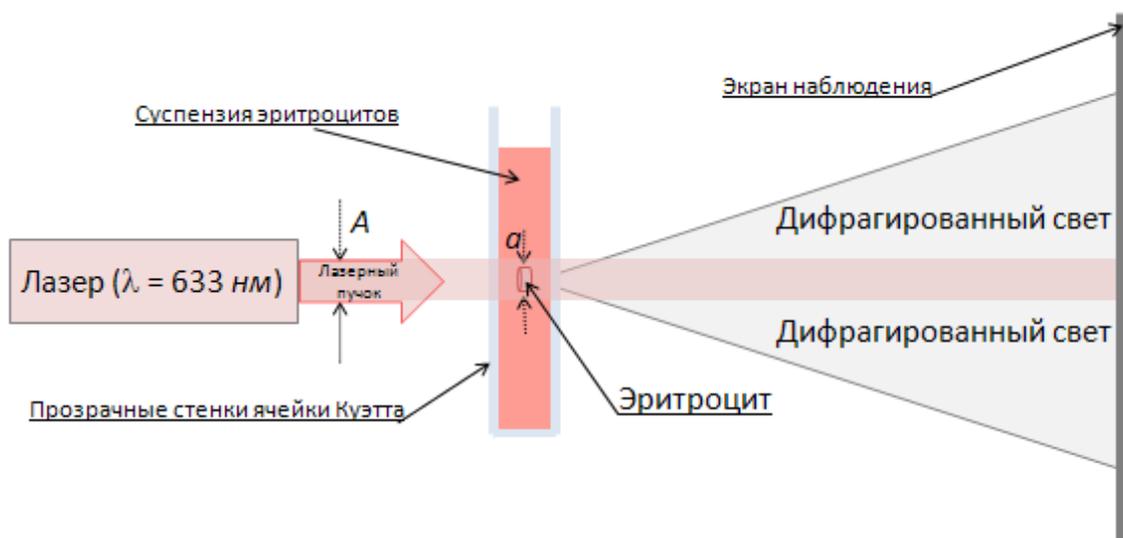


Рис. 4.3.1. Оптическая схема лазерного дифрактометра.

Пространственное распределение эритроцитов в сдвиговом потоке дифрактометра позволяет считать, что основания эллиптических дисков, моделирующих эритроциты, лежат в одной плоскости, перпендикулярной

зондирующему лазерному пучку. Мы будем называть эту плоскость объектной плоскостью, а плоскость, в которой располагается экран наблюдения – плоскостью наблюдения.

4.4. Рассеяние света крупной оптически мягкой частицей.

В этом параграфе мы начинаем строить модель рассеяния лазерного пучка ансамблем эритроцитов в сдвиговом потоке лазерного дифрактометра. Исходным пунктом этой модели является то, что эритроцит можно рассматривать как прозрачную, крупную (в масштабе длины световой волны) оптически мягкую частицу. Как показано в работах [297 – 302, 274] в этих условиях целесообразно использовать приближение аномальной дифракции. Это приближение состоит в том, что свет, падающий на частицу, представляется набором лучей. Преломлением и отражением лучей на поверхности частицы пренебрегают. Единственный результат взаимодействия света с частицей состоит в том, что лучи, прошедшие через частицу, приобретают дополнительный фазовый набег по сравнению с лучами, прошедшими мимо нее.

Данные, приведенные в параграфах 4.2 и 4.3, показывают, что для эритроцита в эктацитометре выполняются условия

$$a \gg \lambda, \quad (4.4.1)$$

и

$$n-1 \ll 1, \quad (4.4.2)$$

т.е. его можно рассматривать как крупную оптически мягкую частицу.

Рассмотрим основные особенности рассеяния света такими частицами. Пусть плоская световая волна, распространяющаяся вдоль оси z , падает на частицу. Найдем распределение интенсивности света в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, отстоящей от частицы на расстоянии z .

Условие (4.4.1) позволяет рассматривать падающую световую волну как набор лучей. Среди этих лучей есть лучи, падающие на частицу и лучи, проходящие мимо нее. Условие (4.4.2) позволяет пренебречь отражением света от частицы, а также преломлением световых лучей на ее границах и считать, что все лучи, падающие на частицу, проходят через нее.

Будем характеризовать луч набором параметров, относящихся к плоской волне: направлением распространения, амплитудой и фазой. Тогда действие частицы сводится к фазовой модуляции падающей на нее световой волны, т.е. к появлению дополнительного фазового набега $\Delta\varphi$ у лучей, прошедших через частицу, по сравнению с лучами, прошедшими мимо нее. Моделируя частицу однородной по толщине пластинкой (диском), этот фазовый набег можно выразить формулой

$$\Delta\varphi = k \cdot n_0 \cdot h \cdot (n - 1), \quad (4.4.3)$$

где h - толщина пластинки $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

Расчет дифракционного светового поля проведем на основе принципа Гюйгенса – Френеля, согласно которому каждая точка волнового фронта является источником элементарной вторичной волны, а дифракционное поле есть результат интерференции элементарных вторичных волн. Математически этот принцип выражается с помощью дифракционного интеграла Гюйгенса – Френеля (см., например, [54])

$$E(P) = \frac{i}{\lambda} \int_{\Sigma} E_0(M) \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} d\sigma. \quad (4.4.4)$$

Здесь $E(P)$ - комплексная амплитуда световой волны в точке наблюдения поля P , E_0 - амплитуда поля падающей волны, Σ - поверхность, на которой располагаются источники элементарных вторичных волн, M - некоторая точка на поверхности Σ , ρ - расстояние между точками M и P , k - волновое число.

Рассмотрим в качестве поверхности Σ плоскость $z = 0$, совпадающую с плоскостью, в которой располагается задняя поверхность пластинки (передней считаем поверхность пластинки, обращенную к свету). Часть поверхности Σ , совпадающую с поверхностью пластинки, обозначим через S , а оставшуюся часть обозначим через S_1 . Считая пластинку плоской, а падающее поле однородным, интеграл (4.4.4) запишем в виде

$$E(P) = \frac{i}{\lambda} E_0 \cdot \exp(-i\Delta\varphi) \cdot \int_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS + \frac{i}{\lambda} E_0 \int_{S_1} \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS_1, \quad (4.4.5)$$

где величина $\Delta\varphi$ определяется формулой (4.4.3). В частности, при $\Delta\varphi = 0$, когда пластинка отсутствует, формула (4.4.5) должна описывать свободное распространение плоской волны. В этом случае $E(P) = E_0 \cdot \exp(-ikz)$, следовательно,

$$E_0 \cdot \exp(-ikz) = \frac{i}{\lambda} E_0 \int_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS + \frac{i}{\lambda} E_0 \int_{S_1} \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS_1. \quad (4.4.6)$$

Из (4.4.5), (4.4.6) получим

$$E(P) = E_0 \cdot \exp(-ikz) + \gamma \cdot \frac{i}{\lambda} E_0 \cdot \int_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS. \quad (4.4.7)$$

где

$$\gamma = \exp(-i\Delta\varphi) - 1 \quad (4.4.8)$$

- параметр, зависящий от материала пластинки («материальный параметр»). Формула (4.4.7) описывает дифракцию плоской световой волны на крупной оптически мягкой прозрачной плоскопараллельной пластинке. Заметим, что эта формула выражает дифракционное световое поле через интеграл, который берется по поверхности пластинки. При этом, однако, учитываются световые лучи, проходящие как через саму пластинку, так и лучи, проходящие мимо нее.

Проведенное рассмотрение нетрудно обобщить на случай частицы произвольной формы. Отметим, что в теории рассеяния света частицами, изложенный здесь подход называют приближением аномальной дифракции. Впервые это приближение было предложено Ван де Хюлстом [298]. Оно оказалось полезным для решения многих прикладных задач [297], в частности, при расчетах рассеяния света эритроцитами [274].

Применительно к условиям лазерной дифрактометрии, описанным в разделе 4.3, формулу (4.4.7) следует модифицировать следующим образом:

$$E(P) = \gamma \cdot \frac{i}{\lambda} E_0 \cdot \int_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS. \quad (4.4.9)$$

Данная формула описывает дифракционное световое поле в той части экрана наблюдения, куда не попадает прямой лазерный пучок. Заметим, что

согласно формулам (4.4.3) и (4.4.9), $E(P) = 0$, если $n = 1$, т.е. дифракционное световое поле исчезает при отсутствии эритроцитов в лазерном пучке. Это действительно имеет место в экспериментальных условиях.

Используя формулу (4.4.9), для интенсивности света в точке наблюдения поля получим выражение

$$I(P) = |\gamma|^2 \cdot I_0 \cdot \left| \frac{i}{\lambda} \int_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS \right|^2, \quad (4.4.10)$$

где I_0 - интенсивность падающей световой волны, а параметр $|\gamma|^2$ определяется формулой

$$|\gamma|^2 = 4 \cdot \sin^2(\Delta\varphi/2). \quad (4.4.11)$$

Используя формулы (4.2.2), (4.2.3), (4.2.4), (4.2.5), (4.4.3), (4.4.11), получим, что в типичных условиях лазерной дифрактометрии $|\gamma|^2 = 1.5$.

Сравнивая формулу (4.4.9) с формулой (4.4.4), можно сделать вывод, что в интересующей нас области пространства световое поле, возникающее в результате рассеяния света на плоской диэлектрической пластинке, с точностью до постоянного множителя совпадает со световым полем, возникающим при дифракции света на отверстии соответствующего размера и формы.

4.5. Дифракция Фраунгофера.

Пусть плоская монохроматическая световая волна с длиной волны λ и амплитудой E_0 падает по нормали на экран с отверстием, расположенный в плоскости $z = 0$. Вычислим комплексную амплитуду E световой волны в точке P с координатами x_0, y_0, z .

Будем считать, что размер отверстия d значительно превосходит длину световой волны, т.е.

$$d \gg \lambda.$$

Тогда искомую амплитуду поля можно представить в виде дифракционного интеграла Гюйгенса – Френеля (см., например, [54])

$$E(P) = \frac{i}{\lambda} \int_S E_0(M) \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS. \quad (4.5.1)$$

Здесь интегрирование ведется по поверхности S , стягивающей отверстие в экране, M - некоторая точка на поверхности S , ρ - расстояние между точками M и P , $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

Используя декартовы координаты, интеграл (4.5.1), можно представить в виде

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda} \iint_S E_0(x, y) \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dx dy, \quad (4.5.2)$$

где x, y - декартовы координаты точки M , а величина ρ определяется формулой

$$\rho = \sqrt{z^2 + (x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}. \quad (4.5.3)$$

Пусть l - расстояние от центра отверстия в экране до точки наблюдения поля. Эту величину можно записать в виде

$$l = \sqrt{z^2 + x_0^2 + y_0^2}. \quad (4.5.4)$$

Нас будет интересовать дифракция под небольшими углами, когда

$$x, y, x_0, y_0 \ll z. \quad (4.5.5)$$

В этом случае с хорошей точностью

$$\rho = l + \frac{x^2 + y^2}{2l} - \frac{xx_0 + yy_0}{l}, \quad (4.5.6)$$

и дифракционный интеграл (4.5.2) приобретает вид

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda l} \exp(-ikl) \iint_S E_0(x, y) \exp\left[-ik \frac{(x^2 + y^2)}{2l} + ik \frac{(xx_0 + yy_0)}{l}\right] dx dy. \quad (4.5.7)$$

При выводе формулы (4.5.7) мы пренебрегли отличием ρ от l в знаменателе подынтегрального выражения, что допустимо при выполнении условий (4.5.5). Выражение (4.5.7) описывает дифракцию в приближении Френеля.

В дальней дифракционной зоне, определяемой условием

$$z \gg kd^2 / 2, \quad (4.5.8)$$

выражение для E упрощается и принимает вид

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda l} \exp(-ikl) \iint_S E_0(x, y) \exp\left[\frac{ik}{l}(xx_0 + yy_0)\right] dx dy \quad (4.5.9)$$

или

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda l} \exp(-ikl) \cdot F(x_0, y_0, z), \quad (4.5.10)$$

где

$$F(x_0, y_0, z) = \iint_S E_0(x, y) \exp\left[\frac{ik}{l}(xx_0 + yy_0)\right] dx dy. \quad (4.5.11)$$

Формула (4.5.9) описывает дифракцию в приближении Фраунгофера.

Заметим, что с точки зрения математики, формула (4.5.9) представляет собой двумерное пространственное преобразование Фурье. Далее необходимо вычислить функцию $F(x_0, y_0, z)$, которая определяется амплитудой поля падающей световой волны, а также формой и размером отверстия в экране. Эта функция имеет смысл Фурье-образа начального пространственного распределения поля.

В случае однородного падающего поля формулы (4.5.1) и (4.5.11) приобретают вид

$$E(P) = \frac{i}{\lambda} \cdot E_0 \cdot \int_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS \quad (4.5.12)$$

и

$$F(x_0, y_0, z) = E_0 \cdot \iint_S \exp\left[\frac{ik}{l}(xx_0 + yy_0)\right] dx dy. \quad (4.5.13)$$

Согласно формулам (4.5.12) и (4.4.9), переход от дифракции на отверстии к дифракции на частице производится путем умножения дифракционного интеграла на параметр γ , определяемый формулой (4.4.8). Таким образом, получаем

$$E(x_0, y_0, z) = \gamma \cdot \frac{i}{\lambda l} \exp(-ikl) \cdot F(x_0, y_0, z). \quad (4.5.14)$$

Итак, дифракция Фраунгофера на плоско-параллельной фазовой пластинке произвольной формы описывается формулами (4.5.13), (4.5.14).

4.6. Дифракция на прозрачном эллиптическом диске.

В типичных условиях лазерной дифрактометрии форма эритроцита близка к эллипсоиду или к эллиптическому диску. Поэтому здесь мы рассмотрим дифракцию световой волны на плоско-параллельной фазовой пластинке эллиптической формы.

Сначала вычислим картину дифракции на эллиптическом отверстии. Уравнение границы отверстия запишем в виде

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (4.6.1)$$

где a и b - полуоси эллипса. Будем считать, что размеры отверстия значительно превосходят длину световой волны, т.е.

$$a, b \gg \lambda,$$

а точка наблюдения светового поля находится в дальней дифракционной зоне, т.е.

$$z \gg ka^2 / 2, kb^2 / 2.$$

Тогда искомую амплитуду поля можно представить в виде дифракционного интеграла Фраунгофера (4.5.9) или в форме (4.5.10), (4.5.11).

Следуя работе [274], введем вспомогательные координаты в плоскости отверстия r, φ и в плоскости наблюдения поля r_0, φ_0 , определив их формулами

$$x = \sqrt{a/b} \cdot r \cdot \cos \varphi, \quad y = \sqrt{b/a} \cdot r \cdot \sin \varphi, \quad (4.6.2)$$

$$x_0 = \sqrt{b/a} \cdot r_0 \cdot \cos \varphi_0, \quad y_0 = \sqrt{a/b} \cdot r_0 \cdot \sin \varphi_0. \quad (4.6.3)$$

Якобиан преобразования (4.6.2) есть

$$\frac{D(x, y)}{D(r, \varphi)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial r} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial r} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = r.$$

В соответствии с (4.6.1) и (4.6.2) уравнение границы отверстия приобретает вид

$$r = \sqrt{ab}.$$

Из (4.6.2), (4.6.3) получаем $xx_0 + yy_0 = rr_0 \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)$, следовательно, интеграл (4.5.11) можно записать как

$$F(r_0, \varphi_0, z) = \int_0^{\sqrt{ab}} r dr \int_0^{2\pi} E_0(r, \varphi) \exp\left[\frac{ik}{l} rr_0 \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)\right] d\varphi, \quad (4.6.4)$$

где, в соответствии с (4.5.4) и (4.6.3),

$$l = \sqrt{z^2 + \frac{b}{a} r_0^2 \cos^2 \varphi_0 + \frac{a}{b} r_0^2 \sin^2 \varphi_0}. \quad (4.6.5)$$

Будем считать, что в пределах отверстия в экране поле падающей световой волны пространственно однородно, т.е. $E_0(r, \varphi) = E_0 = const$. Тогда

$$F(r_0, \varphi_0, z) = E_0 \int_0^{\sqrt{ab}} r dr \int_0^{2\pi} \exp\left[\frac{ik}{l} rr_0 \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)\right] d\varphi.$$

Используя табличный интеграл

$$\int_0^{2\pi} \exp[i\alpha \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)] d\varphi = 2\pi \cdot J_0(\alpha),$$

где $J_0(\alpha)$ - функция Бесселя нулевого порядка, получаем

$$F(r_0, \varphi_0, z) = E_0 \cdot 2\pi \int_0^{\sqrt{ab}} r \cdot J_0\left(\frac{k}{l} r r_0\right) dr \quad (4.6.6)$$

или

$$F(r_0, \varphi_0, z) = E_0 \cdot 2\pi ab \frac{J_1\left(\frac{k r_0}{l} \sqrt{ab}\right)}{\frac{k r_0}{l} \sqrt{ab}}, \quad (4.6.7)$$

где $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка. При вычислении интеграла (5.6) мы использовали табличный интеграл

$$\int_0^x x \cdot J_0(x) dx = x \cdot J_1(x).$$

Вернемся к переменным x_0, y_0 на плоскости наблюдения поля. Величина r_0 в выражении (4.6.7) определяется формулой $r_0 = \sqrt{x_0^2 a/b + y_0^2 b/a}$, вытекающей из формул (4.6.3). Поэтому искомую Фурье-амплитуду поля можно записать в виде

$$F(x_0, y_0, z) = E_0 \cdot 2\pi ab \frac{J_1\left(\frac{k}{l} \sqrt{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}\right)}{\frac{k}{l} \sqrt{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}}, \quad (4.6.8)$$

где величина l определяется формулой (4.5.4). Подставив (4.5.4) в (4.6.8), получим

$$F(x_0, y_0, z) = E_0 \cdot 2\pi ab \frac{J_1\left(k \sqrt{\frac{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}{z^2 + x_0^2 + y_0^2}}\right)}{k \sqrt{\frac{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}{z^2 + x_0^2 + y_0^2}}}. \quad (4.6.9)$$

В силу условий (4.5.5) с хорошей точностью справедливо более простое выражение

$$F(x_0, y_0, z) = E_0 \cdot 2\pi ab \frac{J_1\left(\frac{k}{z}\sqrt{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}\right)}{\frac{k}{z}\sqrt{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}}. \quad (4.6.10)$$

Подставив (4.6.10) в (4.5.10), и учитывая (4.5.5), получим

$$E(x_0, y_0, z) = iE_0 ab \frac{k}{z} \exp\left[-ik\left(z + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2z}\right)\right] \frac{J_1\left(\frac{k}{z}\sqrt{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}\right)}{\frac{k}{z}\sqrt{x_0^2 a^2 + y_0^2 b^2}}. \quad (4.6.11)$$

Итак, комплексная амплитуда поля, возникающего при дифракции плоской световой волны на отверстии эллиптической формы, вычислена. Поскольку интенсивность света пропорциональна квадрату модуля комплексной амплитуды поля, распределение интенсивности света на плоскости наблюдения можно представить в виде

$$I(x_0, y_0, z) = I_0 \cdot \left(ab \frac{k}{z}\right)^2 \left[\frac{J_1\left(\frac{k}{z}\sqrt{a^2 x_0^2 + b^2 y_0^2}\right)}{\frac{k}{z}\sqrt{a^2 x_0^2 + b^2 y_0^2}}\right]^2. \quad (4.6.12)$$

В частности, для круглого отверстия, когда $a = b = R$, получаем отсюда

$$I(\theta, z) = I_0 \cdot \left(\frac{\pi R^2}{\lambda z}\right)^2 \cdot \left[\frac{J_1(2\pi R\theta/\lambda)}{\pi R\theta/\lambda}\right]^2, \quad (4.6.13)$$

где $\theta = r_0/z$ - угол дифракции, r_0 - расстояние от центра дифракционной картины до точки наблюдения поля, z - расстояние от экрана с отверстием до экрана наблюдения. Формула (4.6.13) выражает известный результат теории дифракции (см., например, [54]).

Рассмотрим точки на экране наблюдения, в которых интенсивность света имеет одно и то же значение. Назовем эти точки точками изоинтенсивности, а образуемые ими кривые – кривыми изоинтенсивности. Форма этих кривых определяется формой отверстия. В соответствии с формулой (4.6.12), для

отверстия эллиптической формы кривые изоинтенсивности определяются уравнением

$$\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x_0^2 + b^2 y_0^2} = const \quad (4.6.14)$$

или, при $z = const$,

$$\frac{x_0^2}{b^2} + \frac{y_0^2}{a^2} = const, \quad (4.6.15)$$

т.е. представляют собой эллипсы такой же формы, как и отверстие, но повернутые по отношению к нему на 90° .

В соответствии с формулой (4.5.14), переход от дифракции на отверстии к дифракции на частице производится путем умножения комплексной амплитуды светового поля (4.6.11) на параметр γ , определяемый формулой (4.4.8). Таким образом, пространственное распределение интенсивности света, возникающее при рассеянии лазерного пучка на прозрачном эллиптическом диске, описывается формулой

$$I(x_0, y_0, z) = |\gamma|^2 I_0 \cdot \left(ab \frac{k}{z} \right)^2 \left[\frac{J_1 \left(\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x_0^2 + b^2 y_0^2} \right)}{\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x_0^2 + b^2 y_0^2}} \right]^2, \quad (4.6.16)$$

где параметр $|\gamma|^2$ определяется выражением (4.4.11). В частности, для круглого диска

$$I(\theta, z) = I_0 \cdot |\gamma|^2 \cdot \left(\frac{\pi R^2}{\lambda z} \right)^2 \cdot \left[\frac{J_1(2\pi R \theta / \lambda)}{\pi R \theta / \lambda} \right]^2. \quad (4.6.17)$$

4.7. Дифракция на эллиптическом диске с произвольными координатами центра.

Обобщим полученные результаты на случай, когда центр задней поверхности частицы расположен на объектной плоскости в точке с координатами $x = x_1, y = y_1$. В этом случае формулы (4.5.2), (4.5.3) остаются в силе, однако граница поверхности теперь описывается уравнением

$$\frac{(x-x_1)^2}{a^2} + \frac{(y-y_1)^2}{b^2} = 1 \quad (4.7.1)$$

Введем в объектной плоскости вспомогательные координаты x', y' , определив их формулами

$$x = x_1 + x', y = y_1 + y'. \quad (4.7.2)$$

В соответствии с формулами (4.7.1), (4.7.2), граница основания диска в координатах x', y' имеет вид

$$\frac{x'^2}{a^2} + \frac{y'^2}{b^2} = 1. \quad (4.7.3)$$

Якобиан преобразования (4.7.2) есть

$$\frac{D(x, y)}{D(x', y')} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial x'} & \frac{\partial x}{\partial y'} \\ \frac{\partial y}{\partial x'} & \frac{\partial y}{\partial y'} \end{vmatrix} = 1.$$

Делая замену переменных (4.7.2) в формулах (4.5.2), (4.5.3), преобразуем их к виду

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda} \iint_S E_0(x', y') \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dx' dy', \quad (4.7.4)$$

где

$$\rho = \sqrt{z^2 + (p-x')^2 + (q-y')^2}, \quad (4.7.5)$$

и введены параметры

$$p = x_0 - x_1, q = y_0 - y_1. \quad (4.7.6)$$

Формулы (4.7.4), (4.7.5) отличаются от формул (4.5.2), (4.5.3) только обозначениями параметров и переменных интегрирования. Поэтому интеграл

(4.7.4) можно представить в виде (4.5.10), произведя замену параметров x_0, y_0 в правой части формулы (4.5.10) на параметры p, q , определяемые формулами (4.7.6). Таким образом, получаем

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda l_1} \exp(-ikl_1) \cdot F(x_0 - x_1, y_0 - y_1, z), \quad (4.7.7)$$

для дифракции на отверстии и

$$E(x_0, y_0, z) = \gamma \cdot \frac{i}{\lambda l_1} \exp(-ikl_1) \cdot F(x_0 - x_1, y_0 - y_1, z). \quad (4.7.8)$$

для дифракции на частице. Здесь

$$l_1 = \sqrt{z^2 + (x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2}, \quad (4.7.9)$$

а параметр γ определяется формулой (4.4.8). Функция $F(x_0, y_0, z)$ в выражениях (4.7.7), (4.7.8) определяется формулой (4.5.11). В случае эллиптического отверстия (диска) она принимает вид (4.6.10).

4.8. Дифракция Фраунгофера на ансамбле частиц.

Световое поле, возникающее при дифракции световой волны на ансамбле частиц, равно сумме полей, создаваемых каждой частицей отдельно. Это утверждение представляет собой принцип суперпозиции для световых полей и математически вытекает из формулы (4.5.1). Используя формулы (4.7.8), (4.7.9) для системы одинаковых частиц получаем

$$E(x_0, y_0, z) = \gamma \cdot \sum_{n=1}^N \frac{i}{\lambda l_n} \exp(-ikl_n) \cdot F(x_0 - x_n, y_0 - y_n, z), \quad (4.8.1)$$

где

$$l_n = \sqrt{z^2 + (x_0 - x_n)^2 + (y_0 - y_n)^2}. \quad (4.8.2)$$

В формулах (4.8.1), (4.8.2) число n обозначает номер частицы, N - полное число частиц; величины x_n, y_n обозначают декартовы координаты центра задней поверхности частицы с номером n .

Согласно формуле (4.6.14), в дальней дифракционной зоне параметры x_0, y_0 , характеризующие размеры дифракционной картины, возрастают пропорционально расстоянию z от плоскости расположения частиц до экрана наблюдения. В то же время, параметры x_n, y_n , характеризующие взаимное расположение частиц, не зависят от z . Поэтому при достаточно большом расстоянии z будут выполнены условия

$$x_n \ll x_0, y_n \ll y_0. \quad (4.8.3)$$

Соотношения (4.5.5), (4.8.2) и (4.8.3) позволяют приближенно записать выражение (4.8.1) в следующем виде

$$E(x_0, y_0, z) = \gamma \cdot \frac{i}{\lambda z} F(x_0, y_0, z) \sum_{n=1}^N \exp(-ikl_n), \quad (4.8.4)$$

где

$$l_n = L - \frac{x_0 x_n + y_0 y_n}{z}. \quad (4.8.5)$$

В формуле (4.8.5) величина L не зависит от n и определяется формулой

$$L = z + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2z}. \quad (4.8.6)$$

Подставив (4.8.5) в (4.8.4), получим

$$E(x_0, y_0, z) = \gamma \cdot \frac{i}{\lambda z} \exp(-ikL) \cdot F(x_0, y_0, z) \cdot \sum_{n=1}^N \exp\left[i \frac{k}{z} (x_0 x_n + y_0 y_n)\right]. \quad (4.8.7)$$

Итак, формула (4.8.7) выражает комплексную амплитуду светового поля, возникающего при рассеянии световой волны на ансамбле одинаковых частиц, расположенных в разных точках пространства. Интенсивность света пропорциональна квадрату модуля комплексной амплитуды светового поля. Поэтому распределение интенсивности света на экране наблюдения описывается формулой

$$I(x_0, y_0, z) = I_1 \cdot \left| \sum_{n=1}^N \exp(i\varphi_n) \right|^2, \quad (4.8.8)$$

где I_1 - интенсивность рассеяния света на одной частице и

$$\varphi_n = \frac{k}{z}(x_0 x_n + y_0 y_n). \quad (4.8.9)$$

Согласно формулам (4.8.8), (4.8.9), вид возникающей дифракционной картины будет существенно зависеть от числа частиц N и их взаимного расположения. Рассмотрим два наиболее важных частных случая.

4.9. Регулярно расположенные частицы.

Допустим, что центры частиц лежат на прямой, параллельной оси x , а расстояние между центрами соседних частиц равно d . Тогда

$$x_n = n \cdot d, y_n = 0. \quad (4.9.1)$$

Подставив (4.9.1) в (4.8.9), получим

$$I(x_0, y_0, z) = I_1 \cdot |S|^2, \quad (4.9.2)$$

где

$$S = \sum_{n=1}^N q^n \quad (4.9.3)$$

- сумма геометрической прогрессии со знаменателем

$$q = \exp\left(i \frac{k}{z} x_0 d\right). \quad (4.9.4)$$

Умножим равенство (4.9.3) на q , затем из полученного равенства вычтем равенство (4.9.3). Тогда получим относительно S уравнение, решение которого есть

$$S = q \cdot \frac{1 - q^N}{1 - q}. \quad (4.9.5)$$

Формула (4.9.5) представляет собой формулу для суммы конечной геометрической прогрессии. Из формул (4.9.2), (4.9.5), (4.9.4) получаем

$$I(x_0, y_0, z) = I_1 \cdot N^2 \cdot f_N(x_0, z), \quad (4.9.6)$$

где

$$f_N(x_0, z) = \left| \frac{\sin(kx_0 Nd / z)}{N \cdot \sin(kx_0 d / z)} \right|^2 \quad (4.9.7)$$

- функция, описывающая эффект многолучевой интерференции. Если $N \gg 1$, то функция $f(x_0, z)$ близка к нулю всюду, кроме точек с координатами

$$x_{0m} = m \cdot \frac{\pi z}{kd} = m \cdot \frac{\lambda z}{2d}, \quad (4.9.8)$$

в которых она равна единице.

Из формул (4.9.6) и (4.9.7) следует, что в случае большого числа регулярно расположенных частиц дифракционная картина будет иметь вид набора ярких точек. Расстояние между этими точками определяется расстоянием между соседними частицами, а полное число точек дифракционной картины характеризует размер и форму отдельной частицы. Напомним, что функция $F(x_0, y_0, z)$ в выражении (4.9.6) определяется формулой (4.5.11). В случае эллиптических дисков она принимает вид (4.6.10).

Аналогичные результаты могут быть получены и для случая, когда центры частиц расположены в узлах прямоугольной решетки с периодами d_1 и d_2 . Картина дифракции на такой системе частиц будет напоминать картину дифракции на скрещенных дифракционных решетках (см., например, [54]). Заметим, что регулярное расположение эритроцитов в пространстве может быть реализовано с помощью голографической оптической ловушки [303].

4.10. Хаотически расположенные частицы. Правило сложения интенсивностей.

В этом параграфе мы покажем, что при дифракции лазерного пучка на ансамбле частиц, координаты которых представляют собой независимые случайные величины, средняя интенсивность света в любой точке экрана

наблюдения равна сумме интенсивностей света, создаваемых в этой точке отдельными частицами ансамбля.

Допустим, что в поле лазерного пучка одновременно находятся две частицы. Будем считать для простоты, что частицы одинаковы, имеют цилиндрическую форму, а их основания перпендикулярны лазерному пучку. Согласно формулам (4.8.8), (4.8.9), в этом случае распределение интенсивности света на экране наблюдения описывается формулой

$$I/I_1 = 2 + \exp(i\varphi) + \exp(-i\varphi), \quad (4.10.1)$$

где

$$\varphi = \frac{k}{z}(x_0\Delta x + y_0\Delta y)$$

и

$$\Delta x = x_1 - x_2, \Delta y = y_1 - y_2.$$

Будем рассматривать разности координат частиц $\Delta x, \Delta y$ как случайные величины. Допустим, что эти величины равномерно распределены на участке от $-l$ до $+l$, где l - линейный размер измерительного объема. Тогда интенсивность I , определенная формулой (4.10.1), также является случайной величиной. В этом случае наблюдаемой величиной является средняя интенсивность рассеянного света, определяемая формулой

$$\langle I \rangle / I_1 = 2 + \langle \exp(i\varphi) \rangle + \langle \exp(-i\varphi) \rangle. \quad (4.10.2)$$

Вычислим эту величину. В силу статистической независимости декартовых координат частиц

$$\langle \exp(i\varphi) \rangle = \langle \exp(ikx_0\Delta x/z) \rangle \cdot \langle \exp(iky_0\Delta y/z) \rangle,$$

где

$$\langle \exp(ikx_0\Delta x/z) \rangle = \frac{\sin(kx_0l/z)}{kx_0l/z}, \quad \langle \exp(iky_0\Delta y/z) \rangle = \frac{\sin(ky_0l/z)}{ky_0l/z}.$$

Сделаем численные оценки. Полагая $x_0 = y_0 = 1\text{см}$, $z = 10\text{см}$, $\lambda = 0.633\text{мкм}$, $l = 1\text{мм}$, получим $\langle \exp(i\varphi) \rangle \ll 1$. Это означает, что в условиях лазерной дифрактометрии эритроцитов интерференционными слагаемыми в формуле (4.10.2) можно пренебречь, и пользоваться правилом сложения интенсивностей. Согласно этому правилу, при дифракции лазерного пучка на ансамбле частиц, координаты которых представляют собой независимые случайные величины, средняя интенсивность света в любой точке экрана наблюдения равна сумме интенсивностей света, создаваемых в этой точке отдельными частицами ансамбля [298]:

$$I = \sum_{n=1}^N I_n. \quad (4.10.3)$$

Как показал проделанный выше расчет, это правило справедливо, если линейный размер области локализации частиц значительно превышает длину световой волны. Данное условие хорошо выполняется в лазерной дифрактометрии эритроцитов.

4.11. Рассеяние лазерного пучка на однородном ансамбле прозрачных эллиптических дисков.

Рассмотрим рассеяние лазерного пучка на ансамбле одинаковых эллиптических дисков, расположенных в некоторой плоскости, перпендикулярной лазерному пучку. Будем считать, что большие оси эллипсов параллельны друг другу, а центры дисков хаотически распределены в указанной плоскости. Такой ансамбль будем называть однородным ансамблем. В этом случае распределение средней интенсивности света I на экране наблюдения можно приближенно описать формулой

$$I = I_0 N |\gamma|^2 \cdot \left(ab \frac{k}{z} \right)^2 \left[\frac{J_1 \left(\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x^2 + b^2 y^2} \right)}{\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x^2 + b^2 y^2}} \right]^2. \quad (4.11.1)$$

Формула (4.11.1) вытекает из формул (4.6.16) и (4.10.3). Здесь x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения в системе координат, начало которой расположено в центре дифракционной картины; a , b и H - размеры полуосей и толщина эллиптического диска, моделирующего

эритроцит в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра. Остальные обозначения таковы: I_0 - интенсивность падающего лазерного пучка, N - число частиц, освещаемых лазерным пучком, z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны, $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка. Параметр $|\gamma|^2$ определяется формулой $|\gamma|^2 = 4 \cdot \sin^2(\Delta\varphi/2)$, где $\Delta\varphi = k \cdot n_0 \cdot H \cdot (n-1)$, n - абсолютный показатель преломления материала, из которого состоят частицы, n_0 - абсолютный показатель преломления окружающей частицы среды. В условиях лазерной дифрактометрии $|\gamma|^2 \approx 1$. Отметим, что формула (4.11.1) описывает распределение интенсивности света в тех точках экрана наблюдения, куда не попадает излучение прямого лазерного пучка.

4.12. Обсуждение результатов.

В этой диссертации главе мы рассмотрели вопрос о том, как описать рассеяние лазерного пучка на ансамбле частиц, моделирующих красные клетки крови в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра. Основные идеи нашего подхода можно сформулировать следующим образом. Мы рассматриваем эритроцит как крупную (в масштабе длины световой волны) оптически мягкую частицу, имеющую форму эллиптического диска. Рассеяние света на такой частице описываем в приближении аномальной дифракции. В этом приближении падающий на частицу свет представляется набором лучей. Отражением и преломлением лучей на поверхности частицы пренебрегаем. Тогда действие частицы сводится к фазовой модуляции световой волны, т.е. к появлению дополнительного фазового набега у лучей, прошедших через частицу по сравнению с лучами, прошедшими мимо нее. Картину рассеяния света вычисляем на основе принципа Гюйгенса – Френеля с использованием дифракционного интеграла.

Анализ показывает, что дифракционное световое поле, создаваемое частицей в области пространства, лежащей за пределами лазерного пучка, выражается через дифракционный интеграл, который берется по поверхности частицы.

Для модели эллиптического диска задача сводится к расчету картины дифракции Фраунгофера на отверстии эллиптической формы. Решение этой задачи позволяет записать аналитическое выражение для распределения интенсивности света на экране наблюдения.

Далее мы рассматриваем рассеяние лазерного пучка на ансамбле частиц. Расчеты показывают, что распределение интенсивности света на экране

наблюдения сильно зависит от взаимного расположения частиц. Так, при регулярном расположении частиц картина рассеяния света напоминает картину дифракции на скрещенных дифракционных решетках. Если же частицы хаотически расположены в пространстве, то усредненное распределение интенсивности на экране наблюдения подчиняется правилу сложения интенсивностей. Согласно этому правилу, при дифракции лазерного пучка на ансамбле частиц, координаты которых представляют собой независимые случайные величины, средняя интенсивность света в любой точке экрана наблюдения равна сумме интенсивностей света, создаваемых в этой точке отдельными частицами ансамбля. Это позволяет представить распределение интенсивности света на экране наблюдения в удобной для дальнейшего анализа форме.

Основные результаты

В четвертой главе диссертации разработана аналитическая модель рассеяния лазерного пучка на ансамбле эритроцитов, деформированных силами вязкого трения в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра.

Глава 5. Лазерная дифрактометрия и измерение статистических характеристик неоднородных ансамблей эритроцитов.

5.1. Введение.

Теория лазерной дифрактометрии должна решить вопрос о том, как связаны между собой параметры эритроцитов в исследуемом образце крови с характеристиками наблюдаемой дифракционной картины. Для решения этого вопроса необходимо рассчитать рассеяние лазерного пучка на той или иной модельной частице или ансамбле частиц. Как показывают данные микроскопических исследований [279, 280], эритроцит в сдвиговом потоке приобретает форму, близкую к эллипсоиду. Поэтому при теоретических расчетах рассеяния лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре можно моделировать эритроцит эллипсоидом или эллиптическим диском. С помощью такой модели было показано [274], что отношение полуосей эллипсоида, на котором рассеивается лазерный пучок, равно отношению полуосей линий изоинтенсивности в дифракционной картине. В работе [270] было показано, что информация о форме эритроцитов содержится уже в угловых размерах нулевого дифракционного максимума. Таким образом, было установлено, что метод лазерной эктацитометрии позволяет получить информацию о параметрах эритроцитов в исследуемом образце крови, т.е. может рассматриваться как метод диагностики красных клеток крови.

Некоторые характеристики эритроцитов, такие как средний размер или средняя деформируемость частиц, могут быть измерены методом лазерной дифрактометрии. В принципе, этот метод позволяет измерять и более тонкие характеристики, например, долю недеформируемых эритроцитов в специально подготовленном образце крови [291]. Однако получение такой информации требует дальнейшего развития методики измерений и обработки экспериментальных данных. В частности, необходимы теоретические модели рассеяния света на неоднородных ансамблях частиц, а также анализ факторов, определяющих размер и видность наблюдаемой дифракционной картины.

Приступая к изложению этой темы, отметим, что при заданном сдвиговом напряжении форма эритроцита определяет его деформируемость. Поэтому вычисляемые нами характеристики формы клеток крови одновременно являются и характеристиками их деформируемости.

5.2. Дифракция лазерного пучка на неоднородном ансамбле частиц.

Если ансамбль частиц является неоднородным, т.е. содержит частицы разных типов, то дифракционную картину можно представить в виде суммы картин, соответствующих отдельным типам частиц, с соответствующими статистическими весами

$$I = \sum_m I_m \cdot p_m \quad (5.2.1)$$

Формула (5.2.1) вытекает из формулы (4.10.3). Она выражает операцию усреднения дифракционной картины по всем типам частиц. Эту формулу можно представить также в следующем виде

$$I = \langle I(\varepsilon) \rangle_r \quad (5.2.2)$$

Здесь буква r обозначает случайный параметр (или набор случайных параметров), по которому отдельные частицы ансамбля отличаются друг от друга. Это может быть размер или форма частиц, ориентация частиц в пространстве и т.п. Угловые скобки обозначают усреднение по параметру r . При таком подходе характеристиками ансамбля частиц являются различные статистические характеристики параметра r . Это такие характеристики как функция распределения $w(r)$, статистические моменты $\langle r \rangle$, $\langle r^2 \rangle$, $\langle r^3 \rangle$ и т.п. Задача лазерной дифрактометрии состоит в отыскании этих характеристик по дифракционным картинам. Ниже мы рассмотрим несколько таких задач. В параграфах 5.3 и 5.4 рассматривается дифракция лазерного пучка на неоднородном по размерам ансамбле частиц и устанавливается связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц. В параграфе 5.5 теоретически исследуется рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра. В параграфе 5.6 рассматривается вопрос о том, как оценить дисперсию деформируемости эритроцитов по данным лазерной дифрактометрии. Один из возможных алгоритмов решения этой задачи представлен в параграфе 5.7.

5.3. Дифракция лазерного пучка на неоднородном по размерам ансамбле частиц.

Одним из факторов, влияющих на видность дифракционной картины в лазерном дифрактометре, является разброс эритроцитов по размерам. Для того чтобы оценить влияние данного фактора, рассмотрим дифракцию лазерного пучка на неоднородном по размерам ансамбле частиц.

Используя формулу (5.2.2), распределение интенсивности света в дифракционной картине представим в виде

$$I(\theta) = N \int_0^{\infty} I(\theta, R) w(R) dR. \quad (5.3.1)$$

Здесь θ - угол рассеяния света, N - число рассеивающих частиц, $I(\theta, R)$ - угловое распределение интенсивности света в дифракционной картине, создаваемое частицей с радиусом R , $w(R)$ - распределение плотности вероятности для радиуса частицы.

5.4. Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в лазерном дифрактометре.

В этом параграфе рассчитано угловое распределение интенсивности света в дифракционной картине, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном дифрактометре. Вычислена видность дифракционной картины в области первого дифракционного минимума и первого дифракционного максимума как функция величины разброса частиц по размерам. Показано, что в этом фрагменте дифракционной картины уменьшение ее видности в два раза происходит уже при стандартном отклонении размеров частиц от среднего размера, равном 8%.

Модель ансамбля эритроцитов.

Будем моделировать отдельный эритроцит круглым прозрачным диском. Средний радиус диска $\bar{R} = 4 \text{ мкм}$, толщина диска $h = 1,5 \text{ мкм}$, относительный показатель преломления материала частицы $n = 1,05$. Радиус эритроцита R будем считать случайной величиной. Предположим, для простоты, что величина R равномерно распределена в некотором интервале, а именно

$$w(R) = \frac{1}{2\Delta R} \cdot \begin{cases} 1, & |R - \bar{R}| \leq \Delta R \\ 0, & |R - \bar{R}| > \Delta R \end{cases},$$

где \bar{R} - среднее значение радиуса частицы, ΔR - максимальное отклонение радиуса частицы от его среднего значения. Дисперсия радиусов частиц определяется формулой $\sigma^2 = (\Delta R)^2 / 3$. Мы будем предполагать также, что $\Delta R \ll \bar{R}$, т.е. неоднородность ансамбля по размерам частиц является относительно слабой.

Аналогичное распределение имеет параметр размера частицы $\rho = kR$, где $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, λ - длина волны излучения. Статистические моменты параметра размера можно рассчитать по формуле

$$\langle \rho^n \rangle = \langle \rho \rangle^n \cdot \frac{f_{n+1}(\varepsilon)}{n+1},$$

где n - любое натуральное число, $\varepsilon = \frac{\Delta \rho}{\bar{\rho}}$ - мера разброса частиц по размерам, $\bar{\rho} = k\bar{R}$ - среднее значение параметра размера частицы, $\Delta \rho = k\Delta R$ - максимальное отклонение параметра размера от его среднего значения. Длину волны лазерного излучения будем полагать $\lambda = 0,633 \text{ мкм}$. В этом случае $\bar{\rho} = 39,7$. Функция $f_n(\varepsilon)$ определяется формулой

$$f_n(\varepsilon) = \frac{(1+\varepsilon)^n - (1-\varepsilon)^n}{2\varepsilon}.$$

В частности,

$$\langle \rho^2 \rangle = \bar{\rho}^2 \cdot (1 + \varepsilon^2 / 3), \quad \langle \rho^3 \rangle = \bar{\rho}^3 \cdot (1 + \varepsilon^2), \quad \langle \rho^4 \rangle = \bar{\rho}^4 \cdot (1 + 2\varepsilon^2). \quad (5.4.1)$$

Эти выражения записаны с точностью до слагаемых порядка ε^2 включительно. Ниже мы установим связь между величиной ε и видностью дифракционной картины, наблюдаемой в лазерной дифрактометрии эритроцитов.

Угловое распределение интенсивности света в дифракционной картине.

Рассмотрим рассеяние лазерного пучка на тонком слое суспензии эритроцитов в эктацитометре. Будем считать, что все частицы лежат в одной и той же плоскости так, что оси симметрии частиц параллельны лазерному пучку. Угловое распределение интенсивности рассеянного света определяется формулами (4.6.17) и (5.3.1). В частности, при рассеянии

лазерного пучка на однородном по размерам ансамбле частиц, угловое распределение интенсивности света описывается формулой

$$I(R, \theta) = I_0 \cdot N \cdot |\alpha|^2 \cdot \left(\frac{\pi R^2}{\lambda z} \right)^2 \cdot \left[\frac{J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} R \theta \right)}{\frac{\pi}{\lambda} R \theta} \right]^2. \quad (5.4.2)$$

Здесь I_0 - интенсивность лазерного пучка, θ - угол рассеяния, R - радиус частицы, N - число частиц, освещаемых лазерным пучком, z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка, $|\alpha|^2 = 4 \cdot \sin^2(\Delta\varphi/2)$. Параметр $\Delta\varphi$ определяется формулой $\Delta\varphi = k \cdot n_0 \cdot h \cdot (n - 1)$, где n - относительный показатель преломления частицы, n_0 - абсолютный показатель преломления окружающей частицу среды. Для интересующих нас условий $h = 1.5 \text{ мкм}$, $n_0 = 1.33$, $\Delta\varphi \approx 1 \text{ рад}$, и $|\alpha|^2 \approx 1$. Распределение (5.4.2) можно представить в виде

$$I(\theta, \rho) = I_0 \cdot N \cdot |\alpha|^2 \left(\frac{\rho^2}{2kz} \right)^2 \cdot \left[\frac{2J_1(\rho\theta)}{\rho\theta} \right]^2, \quad (5.4.3)$$

где ρ - параметр размера частицы.

Учет разброса частиц по размерам проведем путем усреднения выражения (5.4.3) по параметру размера частицы. Таким образом, получаем следующую формулу для углового распределения интенсивности света

$$I(\theta) = \langle I(\theta, \rho) \rangle_\rho.$$

Эта формула описывает дифракционную картину, возникающую при рассеянии лазерного пучка на неоднородном по размерам ансамбле частиц. Далее мы рассмотрим области дифракционной картины, близкие к дифракционному минимуму и дифракционному максимуму. В этих областях функция Бесселя допускает простую (линейную или квадратичную) аппроксимацию.

Первый дифракционный минимум.

В области первого минимума дифракционной картины (первое темное кольцо на экране наблюдения) функцию Бесселя можно аппроксимировать линейной функцией

$$J_1(x) = \beta \cdot (x - x_1). \quad (5.4.4)$$

Здесь x_1 - значение аргумента функции Бесселя, при котором она обращается в ноль, β - величина производной функции Бесселя в точке $x = x_1$. Известно [304], что $x_1 = 3,82$ и $\beta = -0,4$. Угол θ_1 , под которым виден первый дифракционный минимум, определяется формулой $\theta_1 = x_1 / \bar{\rho}$. В интересующем нас случае $\theta_1 = 0,09 \text{ рад}$. Подставив (5.4.4) в (5.4.3), получим

$$I_1(\theta, \rho) = I_0 \cdot N \cdot |\alpha|^2 \left(\frac{1}{2kz} \right)^2 \cdot (2\beta)^2 \left(\rho^4 - 2\rho^3 \frac{x_1}{\theta} + \rho^2 \frac{x_1^2}{\theta^2} \right).$$

Усредняя эту функцию по ρ и учитывая формулы (5.4.1), находим

$$I_1(\theta) = I_0 \cdot N \cdot |\alpha|^2 \left(\frac{1}{2kz} \right)^2 \cdot (2\beta)^2 \bar{\rho}^4 \left((1 + 2\varepsilon^2) - 2(1 + \varepsilon^2) \frac{x_1}{\bar{\rho}\theta} + (1 + \varepsilon^2/3) \frac{x_1^2}{\bar{\rho}^2\theta^2} \right).$$

Эта функция описывает угловое распределение интенсивности света вблизи первого дифракционного минимума. Для оценки величины минимума, положим $\theta = \theta_1$. Тогда получим

$$I(\theta_1) = I(0) \cdot (2\beta)^2 \frac{\varepsilon^2}{3}, \quad (5.4.5)$$

где

$$I(0) = I_0 \cdot N \cdot |\alpha|^2 \left(\frac{\bar{\rho}^2}{2kz} \right)^2$$

- интенсивность света в нулевом (центральном) максимуме дифракционной картины.

Первый дифракционный максимум.

В области первого дифракционного максимума (первое светлое кольцо на экране наблюдения) функцию Бесселя можно аппроксимировать квадратичной функцией

$$J_1(x) = a + \frac{1}{2}b \cdot (x - x_2)^2, \quad ,$$

где x_2 - значение аргумента, при котором функция Бесселя достигает минимума, $a = J_1(x_2)$, b - величина второй производной функции Бесселя в точке $x = x_2$. Известно [304], что $x_2 = 5,32$, $a = -0,346$ и $b = 0,4$. Угол θ_2 , под которым виден первый дифракционный максимум, определяется формулой $\theta_2 = x_2 / \bar{\rho}$. В интересующем нас случае $\theta_2 = 0,13 \text{ рад}$. Квадрат функции Бесселя можно приближенно представить в виде

$$J_1^2(x) = a^2 + ab(x - x_2)^2. \quad (5.4.6)$$

Подставив (5.4.6) в (5.4.3), получим

$$I_2(\theta, \rho) = I_0 N |\alpha|^2 \left(\frac{\bar{\rho}^2}{2kz} \right)^2 \left(\frac{2a}{\bar{\rho}\theta} \right)^2 \left(\frac{1}{\bar{\rho}^2} \right) \left(\rho^2 + \frac{b}{a} \rho^4 \theta^2 - 2 \frac{b}{a} x_2 \rho^3 \theta + \frac{b}{a} x_2^2 \rho^2 \right).$$

Усредняя эту функцию по ρ и учитывая формулы (5.4.1), находим

$$I_2(\theta) = I_0 N |\alpha|^2 \left(\frac{\bar{\rho}^2}{2kz} \right)^2 \left(\frac{2a}{\bar{\rho}\theta} \right)^2 \left(1 + \varepsilon^2 / 3 + (1 + 2\varepsilon^2) \frac{b}{a} \bar{\rho}^2 \theta^2 - 2(1 + \varepsilon^2) \frac{b}{a} x_2 \bar{\rho} \theta + (1 + \varepsilon^2 / 3) \frac{b}{a} x_2^2 \right)$$

Эта функция описывает угловое распределение интенсивности света вблизи первого дифракционного максимума. Для оценки величины максимума, положим $\theta = \theta_2$. Тогда получим

$$I(\theta_2) = I(0) \cdot \left(\frac{2a}{x_2} \right)^2 \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{3} \left(1 + \frac{b}{a} x_2^2 \right) \right]. \quad (5.4.7)$$

Оценка видности дифракционной картины.

Согласно стандартному определению [54], оценка видности дифракционной картины в районе первого минимума и первого максимума интенсивности света дается формулой

$$v = \frac{I(\theta_2) - I(\theta_1)}{I(\theta_2) + I(\theta_1)}. \quad (5.4.8)$$

Подставив (5.4.5) и (5.4.7) в (5.4.8), получим

$$v = \frac{1 + \frac{\varepsilon^2}{3} \left[1 + \frac{b}{a} x_2^2 - \left(\beta \frac{x_2}{a} \right)^2 \right]}{1 + \frac{\varepsilon^2}{3} \left[1 + \frac{b}{a} x_2^2 + \left(\beta \frac{x_2}{a} \right)^2 \right]}$$

или, приближенно,

$$v = 1 - 2 \frac{\varepsilon^2}{3} \cdot \left(\beta \frac{x_2}{a} \right)^2.$$

Эта формула определяет видность дифракционной картины в районе первого дифракционного минимума и первого дифракционного максимума, вычисленную с учетом разброса частиц по размерам. Полученный результат можно представить в виде

$$v = 1 - \gamma \cdot \delta_R^2, \quad (5.4.9)$$

где введена величина $\delta_R = \sigma_R / \bar{R}$, имеющая смысл относительного разброса частиц по размерам. Параметр γ определяется формулой

$$\gamma = 2 \cdot \left(\beta \frac{x_2}{a} \right)^2 \approx 76. \quad (5.4.10)$$

Например, полагая $v = 1/2$, получим $\delta_R = 0,08$. Таким образом, двукратное уменьшение видности дифракционной картины в районе первого минимума и первого максимума интенсивности происходит уже при величине стандартного отклонения размеров частиц от среднего значения, равной 8%.

Заметим, что согласно формулам (5.4.9) и (5.4.10), видность дифракционной картины не зависит от таких параметров как средний радиус

частиц \bar{R} , длина волны лазерного излучения λ и расстояние z от измерительного объема до экрана наблюдения. В рамках нашей модели, видность дифракционной картины зависит только от величины разброса частиц по размерам. Аналитическая оценка видности (5.4.9) получена в предположении о прямоугольном распределении частиц по размерам.

Численное моделирование рассеяния лазерного излучения на неоднородном по размерам ансамбле частиц.

Численные расчеты, представленные в этом параграфе выполнил В. Д. Устинов [79].

Для того чтобы учесть возможный разброс частиц по размерам, следует выполнить усреднение выражения (5.4.2) по радиусам частиц R . При компьютерных расчетах будем считать радиус частицы дискретной случайной величиной, которая может принимать значение R_j с вероятностью p_j . Тогда угловое распределение интенсивности света, рассеянного неоднородным ансамблем частиц, можно представить в виде

$$I(\theta) = \sum_{j=-m}^m I(R_j, \theta) \cdot p_j, \quad (5.4.11)$$

где

$$I(R_j, \theta) = I_0 \cdot N \cdot |\alpha|^2 \cdot \left(\frac{\pi R_j^2}{\lambda z} \right)^2 \cdot \left[\frac{J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} R_j \theta \right)}{\frac{\pi}{\lambda} R_j \theta} \right]^2. \quad (5.4.12)$$

Вероятности p_j подчиняются условию нормировки $\sum_{j=-m}^m p_j = 1$. Ансамбль частиц будем характеризовать средним значением радиуса частицы \bar{R} , дисперсией размеров частиц σ_R^2 и полным числом типов частиц M . Величина $\delta_R = \sigma_R / \bar{R}$ имеет смысл величины относительного разброса частиц по размерам. Возможные значения радиусов частиц определим формулой $R_j = \bar{R} + j \cdot r$, где $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm m$. В рассмотренных ниже примерах мы полагаем $\bar{R} = 4 \text{ мкм}$, $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $z = 10 \text{ см}$.

1. В случае, когда ансамбль частиц содержит частицы только двух типов (бимодальный ансамбль), мы имеем $M = 2$, $R_{-1} = \bar{R} - \sigma_R$, $R_1 = \bar{R} + \sigma_R$, и

$p_{-1} = p_1 = 1/2$. При заданных значениях \bar{R} и σ_R , эти формулы позволяют вычислить угловое распределение интенсивности света, рассеянного данным ансамблем частиц, и найти зависимость видности дифракционной картины (в том или ином ее фрагменте) от величины разброса частиц по размерам. Соответствующий график зависимости $v_{12}(\delta_R)$ показан на рисунке 5.4.1 (кривая 1).

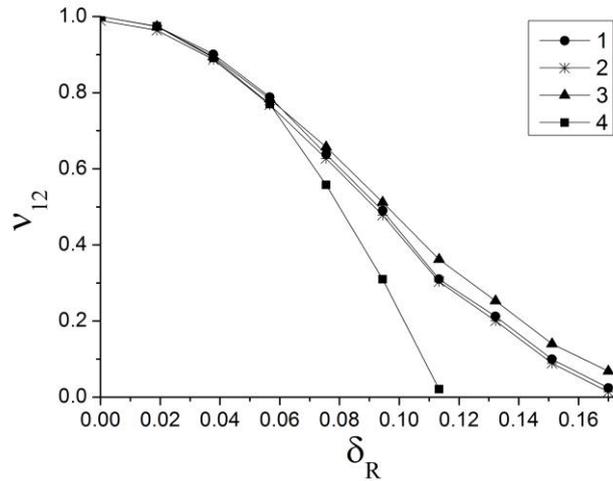


Рис. 5.4.1. Зависимость видности дифракционной картины от величины разброса частиц по размерам. Кривые 1-3 получены численно по формулам (5.4.11), (5.4.12) и соответствуют разным формам распределений частиц по размерам: бимодальное распределение (кривая 1), однородное распределение (кривая 2), гауссово распределение (кривая 3). Кривая 4 построена по формулам (5.4.9), (5.4.10).

- Для того чтобы промоделировать однородное распределение частиц по размерам в некотором интервале, положим $M=100$ и $p_j=1/M$. Полуширину этого распределения ΔR определим по формуле $\Delta R = \sigma_R \sqrt{3}$, и величину r найдем из соотношения $\Delta R = \frac{M}{2} r$. Таким образом, $r = 2\sqrt{3}\sigma_R / M$. График зависимости $v_{12}(\delta_R)$ для этого случая показан на рисунке 5.4.1 (кривая 2).
- Моделируя гауссово распределение частиц по размерам, положим

$$p_j = \frac{r}{\sigma_R \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{r^2 j^2}{2\sigma_R^2}\right),$$

и $M = 100$. Выбор коэффициента пропорциональности между σ_R и $\Delta R = \frac{M}{2} r$ в значительной степени произволен. Для наших расчетов мы выбрали его равным 3. В этом случае $r = 6\sigma_R / M$. График зависимости $v_{12}(\delta_R)$ для этого случая показан на рисунке 5.4.1 (кривая 3). На этом же рисунке для сравнения приведена кривая, построенная по формулам (5.4.9), (5.4.10), (кривая 4). Видно, что в области малых разбросов частиц по размерам все показанные зависимости хорошо согласуются между собой.

Мы провели аналогичные расчеты для различных значений таких параметров как средний радиус частиц \bar{R} , длина волны лазерного излучения λ и расстояние z от измерительного объема до экрана наблюдения. Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что указанные параметры практически не влияют на вид функции $v = v(\delta_R)$, выражающей зависимость видности дифракционной картины от величины разброса частиц по размерам. Результаты численных расчетов, представленные на рисунке 5.4.1, показывают, что вид функции распределения частиц по размерам также мало влияет на видность дифракционной картины, по крайней мере, для исследованных нами случаев.

Заключение.

В настоящем параграфе получена аналитическая оценка видности дифракционной картины, наблюдаемой в лазерном дифрактометре в окрестности первого дифракционного максимума. Показано, что видность дифракционной картины весьма чувствительна к величине разброса частиц по размерам. Такие параметры как средний радиус частиц, длина волны лазерного излучения, расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, а также вид распределения частиц по размерам мало влияют на вид функции, выражающей зависимость видности дифракционной картины от величины разброса частиц по размерам. Это открывает возможность измерения дисперсии размеров эритроцитов методом лазерной дифрактометрии.

Реализация этой возможности означала бы расширение функциональных возможностей лазерной дифрактометрии как метода диагностики красных клеток крови. Мы полагаем, что в дополнение к уже существующим функциям, лазерный дифрактометр должен обеспечивать возможность измерения видности (контрастности) дифракционной картины. Для повышения достоверности получаемых данных целесообразно проводить

калибровку прибора путем наблюдения картины рассеяния света на суспензии эталонных монодисперсных или полидисперсных частиц.

5.5. Рассеяние света на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в сдвиговом потоке.

В этом параграфе мы рассмотрим вопрос о том, как влияет различие в форме частиц на вид дифракционной картины, наблюдаемой при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов. Ответ на этот вопрос позволит оценить возможности метода лазерной дифрактометрии в отношении измерения разброса эритроцитов по деформируемости. Для проведения аналитических оценок мы будем моделировать эритроцит прозрачным плоским диском высоты H , в основании которого лежит эллипс с полуосями a, b (эллиптический диск).

Будем считать размеры полуосей эллиптических дисков случайными величинами, и определим их формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon). \quad (5.5.1)$$

Здесь a_0, b_0 - средние размеры полуосей, а ε - случайный параметр формы частиц с характеристиками

$$|\varepsilon| \ll 1, \quad \langle \varepsilon \rangle = 0, \quad \langle \varepsilon^2 \rangle \equiv \mu \neq 0. \quad (5.5.2)$$

Условия (5.5.2) означают, что неоднородность ансамбля по формам частиц предполагается относительно слабой. Заметим, что в рамках нашей модели $ab \approx a_0 b_0$, т.е. площади оснований эллиптических дисков мало отличаются от среднего значения этой величины. Подставив (5.5.1) в (4.11.1), получим

$$I = I_0 N |\gamma|^2 \cdot \left(a_0 b_0 \frac{k}{z} \right)^2 \left[\frac{J_1 \left(\frac{k}{z} \sqrt{a_0^2 x^2 \cdot (1 + \varepsilon)^2 + b_0^2 y^2 \cdot (1 - \varepsilon)^2} \right)}{\frac{k}{z} \sqrt{a_0^2 x^2 \cdot (1 + \varepsilon)^2 + b_0^2 y^2 \cdot (1 - \varepsilon)^2}} \right]^2. \quad (5.5.3)$$

В этой модели интенсивность рассеяния I зависит от случайного параметра ε и, следовательно, сама является случайной величиной. В этом случае наблюдаемой величиной будет средняя интенсивность рассеяния, определяемая формулой

$$I(x, y, z) = I_0 \cdot N \cdot |\gamma|^2 \cdot \left(a_0 b_0 \frac{k}{z} \right)^2 \cdot \left\langle \left[(1 - \varepsilon^2) \cdot \frac{J_1(q)}{q} \right]^2 \right\rangle_\varepsilon \quad (5.5.4)$$

Здесь угловые скобки обозначают усреднение по параметру ε и

$$q = \frac{k}{z} \sqrt{a_0^2 x^2 \cdot (1 + \varepsilon)^2 + b_0^2 y^2 \cdot (1 - \varepsilon)^2} . \quad (5.5.5)$$

Итак, формулы (5.5.4) и (5.5.5) описывают рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в сдвиговом потоке эктацитометра. Здесь x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения в системе координат, начало которой расположено в центре дифракционной картины. Остальные обозначения таковы: I_0 - интенсивность падающего лазерного пучка, N - число частиц, освещаемых лазерным пучком, z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны, $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка. Параметр $|\gamma|^2$ определяется формулой $|\gamma|^2 = 4 \cdot \sin^2(\Delta\varphi/2)$, где $\Delta\varphi = k \cdot n_0 \cdot H \cdot (n - 1)$, n - абсолютный показатель преломления материала, из которого состоят частицы, H - толщина частицы, n_0 - абсолютный показатель преломления окружающей частицы среды. В условиях лазерной дифрактометрии $|\gamma|^2 \approx 1$. Отметим, что формула (5.5.4) описывает распределение интенсивности света в тех точках экрана наблюдения, куда не попадает излучение прямого лазерного пучка.

Центральный максимум дифракционной картины.

В центральной части дифракционной картины параметр q удовлетворяет условию $q \ll 1$. При этом $J_1(q) \approx q/2$ и, следовательно, интенсивность света в центральном максимуме приближенно описывается формулой

$$I(0) = \frac{1}{4} I_0 \cdot N \cdot |\gamma|^2 \cdot \left(a_0 b_0 \frac{k}{z} \right)^2 \cdot \left\langle (1 - \varepsilon^2)^2 \right\rangle_\varepsilon \quad (5.5.6)$$

В силу условий (5.5.2), с хорошей степенью точности

$$I(0) = \frac{1}{4} I_0 \cdot N \cdot |\gamma|^2 \cdot \left(a_0 b_0 \frac{k}{z} \right)^2 \cdot (1 - 2\mu) \quad (5.5.7)$$

С учетом формулы (5.5.7) выражение (5.5.4) можно переписать в виде

$$\frac{1}{4} \cdot \frac{I}{I(0)} \cdot (1 - 2\mu) = \left\langle \left[(1 - \varepsilon^2) \cdot \frac{J_1(q)}{q} \right]^2 \right\rangle_{\varepsilon}, \quad (5.5.8)$$

где параметр q определяется формулой (5.5.5).

Первый дифракционный минимум.

Рассмотрим угловое распределение интенсивности света вблизи первого минимума дифракционной картины. На экране наблюдения эта область выглядит как темная полоса, ограничивающая центральный дифракционный максимум. В этой области функцию Бесселя можно аппроксимировать линейной функцией

$$J_1(q) = \beta(q - q_1), \quad (5.5.9)$$

где q_1 - значение аргумента функции Бесселя, при котором она обращается в ноль, β - величина производной функции Бесселя в точке $q = q_1$. Известно [252], что $q_1 = 3,82$ и $\beta = -0,4$. Формула (5.5.9) дает погрешность менее 10% в области $|p - 1| \leq 0,1$, где

$$p = \frac{q}{q_1}. \quad (5.5.10)$$

Из формул (5.5.8) - (5.5.10) следует, что вблизи первой темной полосы на экране наблюдения пространственное распределение интенсивности света I_1 описывается выражением

$$\frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I_1}{I(0)} \cdot (1 - 2\mu) = \left\langle \left[(1 - \varepsilon^2) \cdot \left(1 - \frac{1}{p} \right) \right]^2 \right\rangle_{\varepsilon}. \quad (5.5.11)$$

В приближении слабо неоднородного ансамбля частиц (5.5.2) распределение интенсивности света (5.5.11) приобретает вид

$$\frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I_1}{I(0)} \cdot (1-2\mu) = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}}\right)^2 + \left[\frac{h^2}{g^3} + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}}\right) \cdot \left(-2 + \frac{3}{\sqrt{g}} - \frac{3h^2}{g^2\sqrt{g}}\right)\right] \cdot \mu, \quad (5.5.12)$$

где

$$g = u^2 + v^2, h = u^2 - v^2, u = x/A, v = y/B \quad (5.5.13)$$

и

$$A = \frac{q_1 z}{ka_0}, B = \frac{q_1 z}{kb_0}. \quad (5.5.14)$$

Скелетная линия.

Формулы (5.5.10) – (5.5.14) дают пространственное распределение интенсивности рассеянного света на границе центрального дифракционного максимума. Анализ полученных выражений показывает, что наиболее просто интенсивность рассеянного света распределена на линии, уравнение которой выражается формулой

$$g = 1. \quad (5.5.15)$$

Назовем эту линию «скелетной линией». Заметим, что эта линия совпадает с линией первого минимума дифракционной картины в отсутствие разброса частиц по формам, когда $\mu = 0$.

Согласно формулам (5.5.13) - (5.5.15), в переменных u, v скелетная линия представляет собой окружность единичного радиуса: $u^2 + v^2 = 1$. В координатах x, y эта линия описывается уравнением

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1,$$

где параметры A, B определяются формулами (5.5.14). Таким образом, на экране наблюдения скелетная линия имеет форму эллипса с полуосями A и

В. Распределение интенсивности света на скелетной линии описывается формулой

$$\frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I_s}{I(0)} \cdot (1-2\mu) = h^2 \cdot \mu, \quad (5.5.16)$$

где функция h определяется формулами (5.5.13), (5.5.14).

Темные точки.

Из формул (5.5.13), (5.5.14), (5.5.16) следует, что на скелетной линии существуют точки, в которых интенсивность рассеянного света обращается в ноль. Назовем эти точки «темными точками». Координаты темных точек определяются условиями $g = 1, h = 0$. Следовательно, темных точек четыре, их координаты $u_d = \pm 1/\sqrt{2}$ и $v_d = \pm 1/\sqrt{2}$ или $x_d = \pm \frac{A}{\sqrt{2}}, y_d = \pm \frac{B}{\sqrt{2}}$.

Таким образом, на экране наблюдения темные точки образуют вершины прямоугольника. Заметим, что отношение сторон этого прямоугольника равно отношению средних полуосей эллиптических дисков: $\frac{x_d}{y_d} = \frac{b_0}{a_0}$.

Полярные (светлые) точки.

Это точки скелетной линии, в которых интенсивность света достигает максимума. Координаты полярных точек определяются условиями

$$g = 1, h^2 = 1. \quad (5.5.17)$$

Следовательно, полярных точек четыре, их координаты $u_p = 0, v_p = \pm 1$ и $u_p = \pm 1, v_p = 0$ или $x_p = 0, y_p = \pm B$ и $x_p = \pm A, y_p = 0$. Таким образом, на экране наблюдения полярные точки образуют вершины ромба. Заметим, что в системе координат, где темные точки имеют координаты $\pm x_d, \pm y_d$, полярные точки имеют координаты $x_p = 0, y_p = \pm \sqrt{2}y_d$ и $x_p = \pm \sqrt{2}x_d, y_p = 0$.

Согласно формулам (5.5.16) и (5.5.17), интенсивность света I_p в полярных точках определяется формулой $\frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I_p}{I(0)} \cdot (1-2\mu) = \mu$. Отсюда

$$\mu \approx 1.5 \frac{I_p}{I(0)}. \quad (5.5.18)$$

Формула (5.5.18) указывает способ определения величины μ^2 , которая имеет смысл дисперсии параметра формы частиц. Этот параметр равен отношению интенсивности света в полярной точке к интенсивности света в центральном максимуме дифракционной картины, умноженному на 1,5.

Заключение.

В настоящем параграфе на основе упрощенной теоретической модели мы рассмотрели вопрос о том, как влияет различие в форме частиц на вид дифракционной картины, наблюдаемой при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов, деформированных силами вязкого трения в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра. Для решения этой задачи мы моделировали эритроциты прозрачными эллиптическими дисками одинакового объема, но с разным эксцентриситетом. Неоднородность ансамбля по формам частиц считали относительно слабой и характеризовали величиной μ , которую мы назвали дисперсией параметра формы частиц. Расчет рассеяния света проводили на основе дифракционного интеграла и приближения аномальной дифракции. Для выбранной нами формы частиц это приближение эквивалентно приближению Фраунгофера [248]. В этом приближении задача сводится к расчету дифракции световой волны на эллиптическом отверстии заданной площади, но со случайным эксцентриситетом. Решение этой задачи можно записать в аналитическом виде через функцию Бесселя.

Мы получили приближенное аналитическое выражение, которое описывает пространственное распределение интенсивности света вблизи границы центрального максимума дифракционной картины. В этой области функция Бесселя допускает простую (линейную) аппроксимацию, что позволяет выполнить усреднение дифракционной картины по формам частиц.

Анализ полученного распределения интенсивности позволяет сделать следующие выводы. Признаком того, что ансамбль эллиптических дисков является неоднородным по формам частиц, может быть присутствие на границе центрального максимума дифракционной картины четырех темных точек, лежащих в вершинах некоторого прямоугольника. Отношение средних полуосей эллиптических дисков равно отношению сторон прямоугольника, образованного темными точками. Дисперсия параметра формы частиц равна отношению интенсивности света в полярных точках к интенсивности центрального максимума дифракционной картины, умноженному на 1,5.

5.6. Оценка дисперсии деформируемости эритроцитов по данным лазерной дифрактометрии.

В этом параграфе рассматривается вопрос о том, как влияет различие в форме частиц на вид линий постоянной интенсивности света (линий изоинтенсивности), наблюдаемых на экране эктацитометра при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов. Предложено несколько способов измерения дисперсии параметра формы эритроцитов на основе данных лазерной эктацитометрии.

Модель ансамбля эритроцитов.

Будем использовать модель ансамбля эритроцитов, представленную в параграфе 5.5. А именно, будем моделировать эритроцит прозрачным плоским диском высоты H , в основании которого лежит эллипс с полуосями a, b (эллиптический диск). Полуоси эллипса a, b считаем случайными величинами с характеристиками a_0, b_0 (средние размеры полуосей) и μ (дисперсия параметра формы частиц).

Распределение интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального максимума дифракционной картины.

Используя подход, развитый в параграфе 5.5, можно получить приближенное аналитическое выражение для распределения интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального максимума дифракционной картины. Это выражение имеет вид

$$f \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)} \cdot (1 - 2\mu) = (1 - r)^2 + \mu \cdot \cos^2 2\varphi. \quad (5.6.1)$$

Здесь I - интенсивность рассеянного света, $I(0)$ - интенсивность центрального максимума дифракционной картины. Полярные координаты r, φ определяются формулами

$$\frac{x}{A} = r \cdot \cos \varphi, \frac{y}{B} = r \cdot \sin \varphi, \quad (5.6.2)$$

где x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения, A, B - параметры, определяющие размеры дифракционной картины: $A = \frac{q_1 z}{ka_0}, B = \frac{q_1 z}{kb_0}$.

В этих формулах z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны. Постоянные величины q_1, β представляют собой параметры функции Бесселя и определяются формулами $q_1 = 3.82 = const, \beta = -0.4 = const$.

Отметим, что начало системы координат выбрано в центре дифракционной картины (точка падения лазерного луча на экран наблюдения). Ось x направлена по горизонтали, ось y - по вертикали. Физически направления этих осей выделены тем, что одна из них параллельна направлению потока жидкости в ячейке Куэтта, а другая – перпендикулярна этому потоку.

Характеристики дифракционной картины

Для интерпретации экспериментальных данных лазерной дифрактометрии эритроцитов мы ввели несколько новых понятий. Это такие понятия как скелетная линия, полярная линия, полярная интенсивность, темные точки, светлые точки, характеристические точки. Дадим определения этих величин.

Скелетная линия – это геометрическое место точек на экране наблюдения, в которых интенсивность света как функция расстояния точки до центра дифракционной картины в первый раз достигает минимума.

Темные точки - это точки скелетной линии, в которых интенсивность света достигает минимума.

Полярные (светлые) точки - это точки скелетной линии, в которых интенсивность света достигает максимума.

Линия изоинтенсивности - это линия на экране наблюдения, на которой интенсивность света постоянна.

Полярная интенсивность - это минимальная интенсивность света, при которой линия изоинтенсивности охватывает центр дифракционной картины.

Полярная линия - это линия изоинтенсивности, проходящая через полярные точки. В эксперименте полярная линия может быть найдена как линия минимальной постоянной интенсивности света, охватывающая центр дифракционной картины.

Характеристические точки - это точки, в которых радиус-векторы темных точек пересекают полярную линию.

Используя формулы (5.6.2), нетрудно получить уравнения скелетной и полярной линий, а также координаты темных, светлых и характеристических точек. Уравнение скелетной линии имеет вид $r = 1$ или

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1. \quad (5.6.3)$$

Таким образом, скелетная линия представляет собой эллипс с полуосями A, B . Заметим, что на этой линии располагался бы первый минимум дифракционной картины в отсутствие разброса частиц по формам, когда $\mu = 0$. Отношение полуосей скелетной линии равно отношению размеров средних полуосей эллиптических дисков: $\frac{A}{B} = \frac{b_0}{a_0}$.

Уравнение линии изоинтенсивности имеет вид $r = 1 \pm \sqrt{f - \mu \cdot \cos^2 2\varphi}$. Наименьшая интенсивность света, при которой линия изоинтенсивности является замкнутой и охватывает центр дифракционной картины, определяется формулой $f_p = \mu$ или

$$\frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I_p}{I(0)} \cdot (1 - 2\mu) = \mu. \quad (5.6.4)$$

Величина I_p в этой формуле есть полярная интенсивность, равная интенсивности света в полярных точках. Такая же интенсивность света будет и на полярной линии, которая фактически представляет собой границу центрального максимума дифракционной картины. Согласно формуле (5.6.4), граница центрального дифракционного максимума будет выглядеть тем светлее, чем больше неоднородность ансамбля частиц.

Уравнение полярной линии имеет вид

$$r(\varphi) = 1 - \sqrt{\mu} \cdot |\sin 2\varphi| \quad (5.6.5)$$

или, в декартовых координатах,

$$x(\varphi) = A \cdot (1 - \sqrt{\mu} \cdot |\sin 2\varphi|) \cdot \cos \varphi, \quad y(\varphi) = B \cdot (1 - \sqrt{\mu} \cdot |\sin 2\varphi|) \cdot \sin \varphi. \quad (5.6.6)$$

Координаты темных точек $x_d = \pm \frac{A}{\sqrt{2}}$, $y_d = \pm \frac{B}{\sqrt{2}}$. Эти точки образуют вершины некоторого прямоугольника. Отношение сторон этого

прямоугольника равно отношению размеров средних полуосей эллиптических дисков: $\frac{x_d}{y_d} = \frac{b_0}{a_0}$. Согласно нашей модели, интенсивность света в темных точках должна быть равна нулю.

Светлые (полярные) точки имеют координаты $x_p = 0, y_p = \pm B$, и $x_p = \pm A, y_p = 0$. Эти точки лежат на пересечениях полярной линии с осями координат и образуют вершины ромба. Координаты характеристических точек $x_c = (1 - \mu) \cdot \frac{A}{\sqrt{2}}, y_c = (1 - \mu) \cdot \frac{B}{\sqrt{2}}$.

Скелетная линия, темные и полярные точки показаны на рисунке 5.6.1.

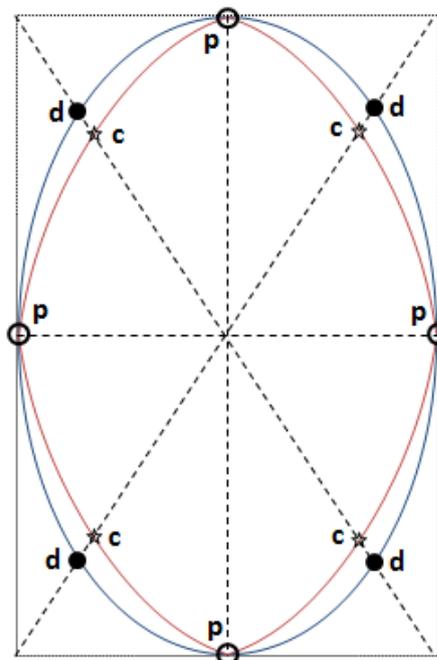


Рис. 5.6.1. Скелетная (эллипс) и полярная (кривая внутри эллипса) линии, темные (d), полярные (p) и характеристические (c) точки. График полярной линии построен по формулам (5.6.6) для $\sqrt{\mu} = 0,1$.

Также на этом рисунке показаны полярная линия (кривая внутри эллипса) и характеристические точки, отмеченные индексом «с». Заметим, что форма полярной линии весьма близка к форме линий изоинтенсивности, полученных в работе [291]. В этой работе методом лазерной дифрактометрии исследовали суспензию эритроцитов, содержащую нормальные клетки и клетки с пониженной деформируемостью. Этот факт можно рассматривать как экспериментальное подтверждение нашей модели.

Отметим, что существование на границе центрального дифракционного максимума четырех темных точек, образующих вершины прямоугольника,

можно рассматривать как признак неоднородности ансамбля по формам частиц.

Введенные нами линии и точки можно найти на дифракционной картине. Далее по характеристикам этих линий и точек можно определить дисперсию параметра формы частиц.

Способы оценки дисперсии параметра формы частиц

Дисперсия параметра формы частиц может быть определена по характеристикам полярной линии, темных, светлых и характеристических точек. Приведем несколько способов оценки параметра μ по экспериментальным данным лазерной дифрактометрии.

По интенсивности света в полярных точках (см. параграф 5.5):

$$\mu \approx 1.5 \cdot I_p / I(0). \quad (5.6.7)$$

По координатам темных и характеристических точек

$$\sqrt{\mu} = 1 - l_c / l_d. \quad (5.6.8)$$

По координатам характеристических точек

$$\sqrt{\mu} = 1 - l_c \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{A^2 + B^2}}. \quad (5.6.9)$$

По направлению касательной к полярной линии в полярной точке

$$\sqrt{\mu} = \frac{A}{2B} \cdot \operatorname{tg} \chi. \quad (5.6.10)$$

Наконец, дисперсию параметра формы частиц можно определить непосредственно с помощью формул (5.6.6). В последнем случае следует рассматривать μ как подгоночный параметр теоретической модели. Величину μ следует искать, исходя из условия наилучшего совпадения формы экспериментальной линии изоинтенсивности и формы полярной линии.

В формулах (5.6.7) – (5.6.10) I_p - интенсивность света в полярной точке, $I(0)$ - интенсивность центрального дифракционного максимума, l_c -

расстояние от центра дифракционной картины до характеристической точки, l_d - расстояние от центра дифракционной картины до темной точки, A, B - размеры полуосей скелетной линии, χ - угол, который составляет с вертикалью касательная к полярной линии в полярной точке.

Более точные оценки можно получить на основе численных расчетов дифракционных картин и более сложных моделей эритроцитов. Для этой цели можно использовать дискретно-дипольное [305 - 307] и лучеволновое [72, 74] приближения.

Заключение

В настоящем параграфе рассмотрен вопрос о том, как влияет различие формы частиц на вид дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном дифрактометре. Получено аналитическое выражение для распределения интенсивности света в дифракционной картине вблизи границы центрального дифракционного максимума. Предложены алгоритмы обработки экспериментальных данных лазерной дифрактометрии, позволяющие оценивать дисперсию параметра формы эритроцитов в исследуемом образце крови.

Согласно нашим расчетам, дифракционная картина, возникающая при рассеянии лазерного пучка на неоднородном ансамбле эритроцитов, должна иметь характерные особенности. Признаком неоднородности ансамбля по формам частиц может быть наличие на границе центрального дифракционного максимума четырех темных точек, образующих вершины некоторого прямоугольника. Чем светлее граница центрального дифракционного максимума, тем больше неоднородность ансамбля частиц. Эти и другие особенности позволяют сделать оценку такой популяционной характеристики как дисперсия параметра формы эритроцитов.

Мы полагаем, что в дополнение к обычным функциям, лазерный дифрактометр должен проводить измерения распределений интенсивности света вдоль прямых линий, проходящих через центр дифракционной картины (назовем эти линии секущими линиями). Наиболее важными секущими являются горизонтальная и вертикальная линии, а также линии, проходящие через темные и характеристические точки дифракционной картины.

5.7. Алгоритм характеристической точки.

В этом параграфе рассматривается рассеяние лазерного пучка на ансамбле эллиптических дисков, состоящем из частиц двух типов (форм). Мы

предполагаем, что число частиц обоих типов одинаково, диски имеют примерно одинаковые площади оснований и объемы, но разный эксцентриситет. В этих предположениях вычислена дисперсия параметра формы частиц μ двумя разными способами. При вычислении этой величины первым способом считаются известными формы частиц. При вычислении вторым способом считается известным распределение интенсивности света в дифракционной картине, возникающей при рассеянии лазерного пучка на рассматриваемом ансамбле частиц. В частности, мы полагаем известной форму линии изоинтенсивности, лежащей вблизи границы центрального дифракционного максимума и соответствующей некоторой определенной интенсивности рассеянного света. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показывает, что предложенный нами способ оценки дисперсии параметра формы эритроцитов по данным лазерной дифрактометрии позволяет получать достоверные результаты.

Рассмотрим в качестве примера симметричный бимодальный ансамбль частиц, в котором в равных количествах присутствуют клетки двух типов: деформированные и недеформированные эритроциты. Экспериментально такой ансамбль был реализован в работе [291], в которой для уменьшения деформируемости эритроцитов их обрабатывали глютаральдегидом.

В рамках нашей модели эллиптических дисков, которая описывается формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon), \quad (5.7.1)$$

симметричному бимодальному ансамблю соответствуют два значения случайного параметра ε , а именно,

$$\varepsilon = -\sqrt{\mu}, \quad \varepsilon = \sqrt{\mu}, \quad (5.7.2)$$

где $\sqrt{\mu}$ - стандартное отклонение параметра формы частицы. При этом

$$\langle \varepsilon \rangle = 0, \quad \langle \varepsilon^2 \rangle = \mu \quad (5.7.3)$$

в соответствии с данными выше определениями и обозначениями (см. параграф 5.5).

Используя формулы (5.7.1) и (5.7.2), для размеров полуосей дисков первого и второго типов можно записать выражения

$$a_1 = a_0 \cdot (1 - \sqrt{\mu}), \quad b_1 = b_0 \cdot (1 + \sqrt{\mu}), \quad a_2 = a_0 \cdot (1 + \sqrt{\mu}), \quad b_2 = b_0 \cdot (1 - \sqrt{\mu}). \quad (5.7.4)$$

Введем обозначения

$$\frac{a_1}{b_1} = s_1, \quad \frac{a_2}{b_2} = s_2, \quad \frac{a_0}{b_0} = s. \quad (5.7.5)$$

Величины s_1 и s_2 могут быть измерены на опыте, когда в эктацитометре находятся частицы только первого или только второго типа. Считая эти величины известными, и используя уравнения (5.7.4), можно найти параметры s и μ , а именно,

$$s = \sqrt{s_1 s_2}, \quad \sqrt{\mu} = \frac{\sqrt{s_2} - \sqrt{s_1}}{\sqrt{s_2} + \sqrt{s_1}}. \quad (5.7.6)$$

Например, для условий работы [291] имеем $s_1 = 1$, $s_2 = 3$. Следовательно,

$$s = \sqrt{3}, \quad \sqrt{\mu} = \frac{\sqrt{3} - 1}{\sqrt{3} + 1} = 2 - \sqrt{3} \approx 0.27. \quad (5.7.7)$$

Покажем теперь, что дисперсию параметра формы частиц бимодального симметричного ансамбля можно определить, если известна форма линии изоинтенсивности, соответствующей определенной нормированной интенсивности рассеянного света f .

Для этого используем выражение для формы линии изоинтенсивности, полученное в параграфе 5.6. Это выражение имеет вид

$$r(\varphi) = 1 - \sqrt{f - \mu \cdot \cos^2 2\varphi}. \quad (5.7.8)$$

Здесь r, φ - полярные координаты, связанные с декартовыми координатами x, y точки на экране наблюдения формулами

$$\frac{x}{A} = r \cdot \cos \varphi, \quad \frac{y}{B} = r \cdot \sin \varphi. \quad (5.7.9)$$

В формулах (5.7.9) A, B - параметры, определяющие размеры дифракционной картины: $A = \frac{q_1 z}{ka_0}, B = \frac{q_1 z}{kb_0}$. Полагая $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}$, и используя соотношения (5.7.8), (5.7.9), получим

$$x_p = A \cdot r_0, \quad y_p = B \cdot r_0 \quad (5.7.10)$$

и

$$x_c = \frac{A}{\sqrt{2}} \cdot r_c, \quad y_c = \frac{B}{\sqrt{2}} \cdot r_c. \quad (5.7.11)$$

Здесь x_p, y_p - координаты точек пересечения линии изоинтенсивности с осями координат (назовем эти точки полярными точками), x_c, y_c - декартовы координаты характеристической точки. Величины r_0 и r_c определяются формулами

$$r_0 = r(0) = r(\pi/2) = 1 - \sqrt{f - \mu}, \quad r_c = r(\pi/4) = 1 - \sqrt{f}. \quad (5.7.12)$$

Как видно из формул (5.7.10), (5.7.11),

$$P \equiv \frac{x_c}{x_p} = \frac{y_c}{y_p}. \quad (5.7.13)$$

Данное соотношение позволяет найти характеристическую точку на линии изоинтенсивности. Для этого следует провести через полярные точки прямые линии, параллельные осям координат. Эти линии будут пересекаться в некоторой точке, которую мы назовем точкой M . Проведем прямую линию через центр дифракционной картины и точку M и назовем эту линию секущей линией. На пересечении секущей линии и линии изоинтенсивности будут лежать характеристическая точка C . Параметр P , определяемый формулой (5.7.13), может быть найден, если известна форма линии изоинтенсивности.

Из формул (5.7.10) – (5.7.13) следует, что

$$P = \frac{r_c}{r_0 \sqrt{2}} = \frac{1 - \sqrt{f}}{\sqrt{2} \cdot (1 - \sqrt{f - \mu})} \quad (5.7.14)$$

Здесь $\langle \varepsilon^2 \rangle = \mu$, а величина f определяется формулой (5.6.1). Представим эту величину в виде

$$f = f_0 \cdot (1 - 2\mu), \quad (5.7.15)$$

где

$$f_0 \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}. \quad (5.7.16)$$

Тогда уравнение (5.7.14) приобретает вид

$$P\sqrt{2} = \frac{1 - \sqrt{f_0 \cdot (1 - 2\mu)}}{1 - \sqrt{f_0 \cdot (1 - 2\mu) - \mu}}. \quad (5.7.17)$$

Решая это уравнение относительно величины μ , получим

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot (\rho_3 + \sqrt{\rho_3^2 + \rho_4}), \quad (5.7.18)$$

где

$$\rho = P\sqrt{2} - 1, \quad \rho_1 = \frac{f_0 \cdot (2P^2 - 1) - \rho^2}{2\rho\sqrt{f_0}}, \quad \rho_2 = \frac{f_0 \cdot (2P^2 - 1) + P^2}{2\rho\sqrt{f_0}},$$

$$\rho_3 = \frac{2\rho_1\rho_2 - 1}{2\rho_2^2}, \quad \rho_4 = \frac{1 - \rho_1^2}{\rho_2^2}. \quad (5.7.19)$$

Решая уравнение (5.7.17) относительно величины f_0 , получим

$$f_0 = \frac{1 + P_6 - \sqrt{1 + 2P_6}}{2 \cdot (1 - 2\mu) \cdot P_4^2}, \quad (5.7.20)$$

где

$$P_1 \equiv \frac{1}{P\sqrt{2}}, \quad P_2 \equiv 1 - P_1, \quad P_3 \equiv 2P_1P_2, \quad P_4 \equiv \frac{1 - P_1^2}{P_3}, \quad P_5 \equiv \frac{\mu + P_2^2}{P_3}, \quad P_6 \equiv 2P_4P_5. \quad (5.7.21)$$

Итак, формулы (5.7.18) и (5.7.19) выражают дисперсию параметра формы частиц симметричного бимодального ансамбля через величины, которые могут быть измерены методом лазерной эктацитометрии. В

формулах (5.7.19), (5.7.20), $f_0 = \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}$ - нормированная интенсивность рассеянного света, $I(0)$ - интенсивность центрального дифракционного максимума, $\beta = -0.4 = const$. Параметр P выражается формулой (5.7.13) и может быть вычислен после измерения координат полярных и характеристической точек дифракционной картины. Предложенный здесь алгоритм оценки дисперсии деформируемости эритроцитов назовем алгоритмом характеристической точки. Для проверки работы этого алгоритма используем экспериментальные данные по лазерной дифрактометрии эритроцитов, представленные в работе [291].

Проверка работы алгоритма.

Рассмотрим в качестве примера линию изоинтенсивности, приведенную на рисунке 4 работы [291]. Для этой линии $\frac{I}{I(0)} = 0.1$, следовательно, $f = 0.15$. Определив из рисунка величины x_p, y_p, x_c, y_c , и используя формулы (5.7.13), (5.7.18), (5.7.19), находим $R = 0.596$ и дисперсию параметра формы эритроцитов $\mu = 0.0715$. Отсюда следует, что

$$\sqrt{\mu} = 0.27. \quad (5.7.22)$$

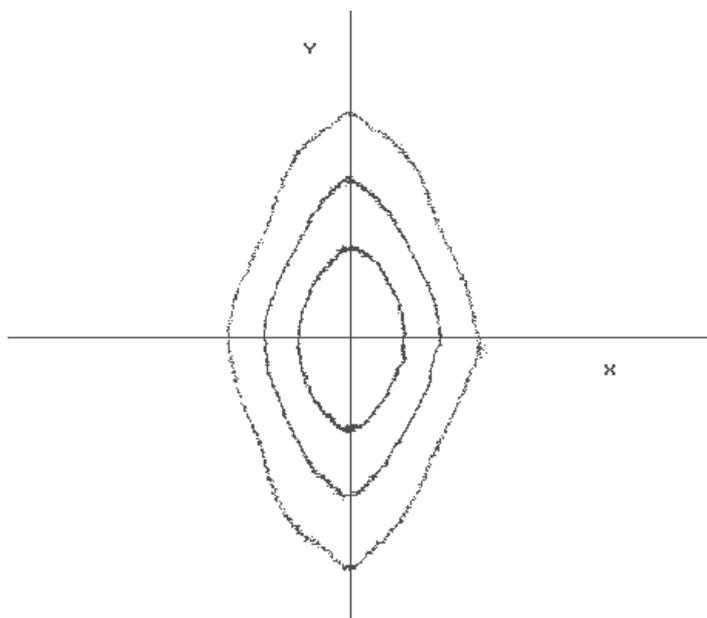


Рис. 5.7.1. Линии изоинтенсивности, полученные в работе [251]. Внешняя линия соответствует нормированной интенсивности рассеянного света $\frac{I}{I(0)} = 0.1$.

Сравнивая выражения (5.7.7) и (5.7.22), видим, что экспериментальная и теоретическая оценки параметра μ совпадают друг с другом. Это говорит о том, что разработанная нами процедура оценки дисперсии параметра формы эритроцитов позволяет получать достоверные результаты.

Основные результаты

В пятой главе диссертации установлена связь дисперсии размеров эритроцитов и видности дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

Показано, что модель ансамбля эллиптических дисков адекватна задаче об измерении статистических характеристик деформируемости эритроцитов методом лазерной дифрактометрии клеток крови в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

Глава 6. Новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов.

6.1. Введение.

В пятой главе диссертации представлен алгоритм измерения дисперсии деформируемости эритроцитов, основанный на анализе данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Этот алгоритм, который мы назвали алгоритмом характеристической точки, применим для анализа симметричных ансамблей эритроцитов. Работоспособность этого алгоритма проверена нами на экспериментальных данных, представленных в работе [291]. Однако возникает вопрос о том, как оценивать дисперсию деформируемости эритроцитов, если ансамбль клеток крови не является симметричным. Этот вопрос рассматривается в шестой главе диссертации. Наш анализ показывает, что для произвольного ансамбля эритроцитов дисперсия деформируемости должна оцениваться вместе с другой характеристикой ансамбля, а именно, асимметрией распределения эритроцитов по деформируемости. Последняя характеристика интересна также и тем, что для бимодального ансамбля эритроцитов она позволяет оценивать долю слабо деформируемых эритроцитов в образце крови.

6.2. О возможности определения доли слабо деформируемых эритроцитов в образце крови методом лазерной дифрактометрии.

Важной задачей лазерной дифрактометрии является определение доли слабо деформируемых эритроцитов в образце крови. Один из способов решения этой задачи предложен в работе [291]. В этом параграфе диссертации мы рассмотрим другую возможность определения этого параметра, связанную с анализом формы линий изоинтенсивности.

Рассмотрим ансамбль эритроцитов, содержащий клетки двух типов, отличающихся друг от друга по форме (бимодальный асимметричный ансамбль). В рамках нашей модели эллиптических дисков, изложенной в параграфе 5.5, такой ансамбль описывается тремя параметрами: $p, \varepsilon_1, \varepsilon_2$. Здесь ε_1 и ε_2 - значения случайного параметра ε для частиц первого и второго типов соответственно, а p - доля частиц первого типа. Для определенности будем считать, что слабо деформируемые эритроциты относятся к частицам первого типа. Тогда искомой величиной является параметр p . Обозначим

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \mu, \quad \langle \varepsilon^3 \rangle = \nu. \quad (6.2.1)$$

Первый из этих параметров имеет смысл дисперсии параметра формы, а второй – коэффициента асимметрии распределения частиц по формам. Для бимодального ансамбля можно записать

$$p\varepsilon_1 + (1-p)\varepsilon_2 = 0, \quad (6.2.2)$$

$$p\varepsilon_1^2 + (1-p)\varepsilon_2^2 = \mu, \quad (6.2.3)$$

$$p\varepsilon_1^3 + (1-p)\varepsilon_2^3 = \nu. \quad (6.2.4)$$

В уравнении (6.2.2) учтено, что $\langle \varepsilon \rangle = 0$ в соответствии с определением параметра ε (см. параграф 5.5). Выразим величину p из уравнения (6.2.2). Получим

$$p = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}. \quad (6.2.5)$$

Подставив (6.2.5) в (6.2.3), (6.2.4), получим $\mu = -\varepsilon_1\varepsilon_2$ и $\nu = -\varepsilon_1\varepsilon_2 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ или $\nu = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot \mu$. Отсюда

$$\varepsilon_2 = \nu / \mu - \varepsilon_1 \quad (6.2.6)$$

и, следовательно, $\mu = -\varepsilon_1 \cdot (\nu / \mu - \varepsilon_1)$. Последнее соотношение представляет собой квадратное уравнение относительно величины ε_1 . Решая это уравнение, находим

$$\varepsilon_1 = \frac{\nu \pm \sqrt{\nu^2 + 4\mu^3}}{2\mu}. \quad (6.2.7)$$

Далее, используя формулу (6.2.6), находим

$$\varepsilon_2 = \frac{\nu \mp \sqrt{\nu^2 + 4\mu^3}}{2\mu}. \quad (6.2.8)$$

Наконец, используя (6.2.5), (6.2.7), (6.2.8), получаем

$$p = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + 4\mu^3}} \right). \quad (6.2.9)$$

В частности, если $\nu = 0$ (симметричный ансамбль), то $p = 1/2$. Таким образом, все параметры асимметричного бимодального ансамбля выражены через моменты случайного параметра формы частиц. Это означает, что для определения состава и формы частиц бимодального ансамбля достаточно знать две статистические характеристики случайного параметра формы частиц, а именно, дисперсию параметра формы (μ) и коэффициент асимметрии распределения частиц по формам (ν). Поэтому далее нужно найти способ определения этих параметров по экспериментальным данным лазерной эктацитометрии. Эту задачу мы рассмотрим в параграфах 6.3 – 6.9.

6.3. Определение асимметрии распределения эритроцитов по формам на основе данных лазерной дифрактометрии.

В последующих параграфах изложен алгоритм измерения средней формы эритроцитов, разброса эритроцитов по формам и коэффициента асимметрии распределения эритроцитов по формам на основе анализа данных лазерной дифрактометрии.

Модель ансамбля эритроцитов.

Как и в параграфе 5.5, будем моделировать эритроциты в сдвиговом потоке лазерного дифрактометра прозрачными эллиптическими дисками. Диски имеют приблизительно одинаковые площади оснований и объемы, но различный эксцентриситет (удлинение). Форма эритроцита рассматривается как случайная величина и характеризуется такими понятиями как среднее значение, дисперсия и коэффициент асимметрии распределения по формам. Такая модель позволяет описать популяцию эритроцитов с учетом того обстоятельства, что разные эритроциты имеют разную способность к деформации.

Полуоси оснований эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови, считаем случайными величинами и описываем формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon). \quad (6.3.1)$$

Здесь a_0, b_0 - средние размеры полуосей, ε - случайный параметр формы частицы. Мы предполагаем, что неоднородность ансамбля по формам частиц является относительно слабой, т.е.

$$|\varepsilon| \ll 1. \quad (6.3.2)$$

Среднее значение параметра ε считаем равным нулю

$$\langle \varepsilon \rangle = 0. \quad (6.3.3)$$

Характеристиками распределения эритроцитов по формам являются статистические моменты величины ε , а именно, дисперсия

$$\mu \equiv \langle \varepsilon^2 \rangle \quad (6.3.4)$$

и

коэффициент асимметрии распределения частиц по формам

$$\nu \equiv \langle \varepsilon^3 \rangle. \quad (6.3.5)$$

Условие (6.3.2) приводит к следующим ограничениям на величины параметров μ, ν :

$$\mu, \nu \ll 1. \quad (6.3.6)$$

Далее мы обсудим вопрос о том, как определить параметры

$$s = \frac{a_0}{b_0}, \quad \mu, \quad \nu, \quad (6.3.7)$$

используя экспериментальные данные лазерной дифрактометрии эритроцитов (эктацитометрии). Для этого мы обобщим теорию, развитую в параграфе 5.5, на случай неоднородного ансамбля с асимметричным распределением по формам частиц.

6.4. Распределение интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального дифракционного максимума.

Согласно формуле (5.5.11), это распределение описывается выражением

$$f \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)} \cdot (1-2\mu) = \left\langle \left[\left(1-\varepsilon^2\right) \cdot \left(1-\frac{1}{p}\right) \right]^2 \right\rangle_{\varepsilon}, \quad (6.4.1)$$

где I - интенсивность рассеянного света, $I(0)$ - интенсивность центрального дифракционного максимума, ε - случайный параметр формы частицы, $\mu = \langle \varepsilon^2 \rangle$. Угловые скобки обозначают усреднение по параметру ε . Параметр p определяется формулой

$$p = \frac{k}{q_1 z} \sqrt{a_0^2 x^2 \cdot (1+\varepsilon)^2 + b_0^2 y^2 \cdot (1-\varepsilon)^2}. \quad (6.4.2)$$

Здесь x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения в системе координат, начало которой расположено в центре дифракционной картины (точка падения лазерного луча), z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны. Ось x направлена по горизонтали, ось y направлена по вертикали. Физически эти направления выделены тем, что одно из них параллельно направлению движения жидкости в ячейке Куэтта, а другое перпендикулярно ему. Постоянные величины $q_1 = 3,82$ и $\beta = -0,4$ представляют собой параметры функции Бесселя.

Введем величины

$$u = x/A, \quad v = y/B, \quad (6.4.3)$$

где

$$A = \frac{q_1 z}{ka_0}, \quad B = \frac{q_1 z}{kb_0}, \quad (6.4.4)$$

- параметры, определяющие размеры дифракционной картины (т.е. расстояния от центра картины до первого дифракционного минимума), а также

$$g = u^2 + v^2, \quad h = u^2 - v^2. \quad (6.4.5)$$

Тогда выражение (6.4.2) для параметра p приобретает вид

$$p = \sqrt{g \cdot (1 + \varepsilon^2) + 2h\varepsilon}. \quad (6.4.6)$$

Выражение (6.4.1) можно теперь представить в виде

$$f = \langle \Phi \rangle_\varepsilon, \quad (6.4.7)$$

где функция Φ определяется формулой

$$\Phi = \left[(1 - \varepsilon^2) \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g \cdot (1 + \varepsilon^2) + 2h\varepsilon}} \right) \right]^2. \quad (6.4.8)$$

Разложим эту функцию в ряд по степеням параметра ε , и сохраним первые четыре члена разложения. Тогда получим

$$\begin{aligned} \Phi = & \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right) \cdot \frac{2h}{g\sqrt{g}} \cdot \varepsilon + \left[\frac{h^2}{g^3} + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right) \cdot \left(-2 + 3 \frac{g^2 - h^2}{g^2 \sqrt{g}} \right) \right] \cdot \varepsilon^2 + \\ & + \frac{h}{g\sqrt{g}} \cdot \left[-2 + 3 \frac{g^2 - h^2}{g^2 \sqrt{g}} + 5 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right) \cdot \frac{h^2 - g^2}{g^2} \right] \cdot \varepsilon^3 \end{aligned} \quad (6.4.9)$$

Теперь усредним это выражение по ε , принимая во внимание (6.3.3) – (6.3.5), (6.4.7). Получим

$$\begin{aligned} f = & \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right)^2 + \left[\frac{h^2}{g^3} + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right) \cdot \left(-2 + 3 \frac{g^2 - h^2}{g^2 \sqrt{g}} \right) \right] \cdot \mu + \\ & + \frac{h}{g\sqrt{g}} \cdot \left[-2 + 3 \frac{g^2 - h^2}{g^2 \sqrt{g}} - 5 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}} \right) \cdot \frac{g^2 - h^2}{g^2} \right] \cdot \nu \end{aligned} \quad (6.4.10)$$

Эта формула вместе с формулами (6.4.3) - (6.4.5) дает искомое распределение интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального дифракционного максимума.

Введем переменные r, φ (полярные координаты), определив их формулами

$$u = r \cdot \cos \varphi, \nu = r \cdot \sin \varphi. \quad (6.4.11)$$

Тогда

$$g = r^2, h = r^2 \cdot \cos 2\varphi, \quad (6.4.12)$$

и формула (6.4.10) приобретает вид

$$f = \left(1 - \frac{1}{r}\right)^2 + \left[\frac{\cos^2 2\varphi}{r^2} + \left(1 - \frac{1}{r}\right) \cdot \left(-2 + 3 \frac{\sin^2 2\varphi}{r}\right)\right] \cdot \mu + \frac{\cos 2\varphi}{r} \cdot \left[-2 + 3 \frac{\sin^2 2\varphi}{r} - 5 \left(1 - \frac{1}{r}\right) \cdot \sin^2 2\varphi\right] \cdot \nu \quad (6.4.13)$$

или

$$f \cdot r^2 = (1 - r)^2 + \mu \cdot [\cos^2 2\varphi + (r - 1) \cdot (-2r + 3 \sin^2 2\varphi)] + \nu \cdot \cos 2\varphi \cdot [-2r + 3 \sin^2 2\varphi - 5(r - 1) \cdot \sin^2 2\varphi] \quad (6.4.14)$$

Итак, формула (6.4.14) описывает распределение интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального дифракционного максимума. В этой формуле величина f представляет собой нормированную интенсивность рассеянного света и определяется формулой (6.4.1). Величины r, φ представляют собой полярные координаты точки на экране наблюдения и определяются формулами (6.4.11), (6.4.3) и (6.4.4). Величина μ представляет собой дисперсию случайного параметра формы частиц и определяется формулой (6.3.4). Величина ν имеет смысл коэффициента асимметрии распределения частиц по формам и определяется формулой (6.3.5).

6.5. Форма линии изоинтенсивности.

Напомним, что линией изоинтенсивности называется линия на экране наблюдения, на которой интенсивность рассеянного света постоянна. Полагая

$$f = \text{const} \quad (6.5.1)$$

в формуле (6.4.14), получаем квадратное уравнение для функции $r(\varphi)$, описывающей форму линии изоинтенсивности в полярных координатах.

В интересующей нас области экрана наблюдения (граница центрального дифракционного максимума или первый минимум дифракционной картины) величина r приблизительно равна единице

$$r \approx 1. \quad (6.5.2)$$

В этой области справедливо приближенное уравнение для формы линии изоинтенсивности, а именно,

$$f = 1 + r^2 - 2r + \mu \cdot \cos^2 2\varphi + \nu \cdot (-2r + 3\sin^2 2\varphi) \cdot \cos 2\varphi. \quad (6.5.3)$$

Решение этого уравнения есть

$$r = (1 + \nu \cdot \cos 2\varphi) - \sqrt{(1 + \nu \cdot \cos 2\varphi)^2 - 1 + f - \mu \cdot \cos^2 2\varphi - 3\nu \cdot \sin^2 2\varphi \cdot \cos 2\varphi}$$

или

$$r = (1 + \nu \cdot \cos 2\varphi) - \sqrt{(\nu \cdot \cos 2\varphi)^2 + 2\nu \cdot \cos 2\varphi + f - \mu \cdot \cos^2 2\varphi - 3\nu \cdot \sin^2 2\varphi \cdot \cos 2\varphi}.$$

Условие (6.3.6) позволяет пренебречь первым слагаемым в подкоренном выражении. Таким образом, получаем

$$r = (1 + \nu \cdot \cos 2\varphi) - \sqrt{f - \mu \cdot \cos^2 2\varphi + \nu \cdot (2 - 3\sin^2 2\varphi) \cdot \cos 2\varphi}.$$

Кроме того, в силу того же условия (6.3.6) мы можем линеаризовать выражение по малым параметрам μ, ν . Это приводит к выражению

$$r = 1 - \sqrt{f} + \mu \cdot \frac{\cos^2 2\varphi}{2\sqrt{f}} + \nu \cdot \left[1 - \frac{2 - 3\sin^2 2\varphi}{2\sqrt{f}} \right] \cdot \cos 2\varphi$$

или, с учетом (5.7.15),

$$r = 1 - \sqrt{f_0} + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{\cos^2 2\varphi}{2\sqrt{f_0}} \right) + \nu \cdot \left[1 - \frac{2 - 3\sin^2 2\varphi}{2\sqrt{f_0}} \right] \cdot \cos 2\varphi,$$

где параметр f_0 определен формулой (5.7.16). Полученное выражение можно представить в виде

$$r = r_0 + \mu \cdot f_2(\varphi) + \nu \cdot f_3(\varphi), \quad (6.5.4)$$

где

$$r_0 = 1 - \sqrt{f_0} \quad (6.5.5)$$

и

$$f_2(\varphi) = \sqrt{f_0} + \frac{\cos^2 2\varphi}{2\sqrt{f_0}}, \quad f_3(\varphi) = \left[1 - \frac{2 - 3\sin^2 2\varphi}{2\sqrt{f_0}} \right] \cdot \cos 2\varphi. \quad (6.5.6)$$

Итак, формулы (6.5.4) – (6.5.6) приближенно описывают форму линии изоинтенсивности в полярных координатах с учетом асимметрии распределения эритроцитов по формам.

6.6. Полярные точки линии изоинтенсивности.

Назовем полярными точки линии изоинтенсивности, в которых эта линия пересекается с декартовыми осями координат x и y . Пусть x_p - координата полярной точки, лежащей на горизонтальной оси, а y_p - координата полярной точки, лежащей на вертикальной оси координат. Обе эти величины могут быть измерены экспериментально. Вычислим отношение

$$D = \frac{y_p}{x_p}. \quad (6.6.1)$$

Согласно формулам (6.4.3) и (6.4.11), декартовы координаты x и y произвольной точки линии изоинтенсивности определяются формулами

$$\frac{x}{A} = r \cos \varphi, \quad \frac{y}{B} = r \sin \varphi, \quad (6.6.2)$$

где функция $r = r(\varphi)$ описывается выражениями (6.5.4) – (6.5.6). Следовательно, координаты полярных точек задаются соотношениями

$$\frac{x_p}{A} = r(0), \quad \frac{y_p}{B} = r(\pi/2). \quad (6.6.3)$$

Согласно формуле (6.5.4),

$$r(0) = r_0 + \mu \cdot f_2(0) + \nu \cdot f_3(0), \quad r(\pi/2) = r_0 + \mu \cdot f_2(\pi/2) + \nu \cdot f_3(\pi/2). \quad (6.6.4)$$

Далее, используя формулы (6.5.5), (6.5.6), находим

$$f_2(0) = \sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}}, \quad f_3(0) = 1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}}, \quad f_2(\pi/2) = \sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}}, \quad f_3(\pi/2) = -1 + \frac{1}{\sqrt{f_0}} \quad (6.6.5)$$

и

$$r(0) = r_0 + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}} \right) + \nu \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}} \right), \quad r(\pi/2) = r_0 + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}} \right) - \nu \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}} \right)$$

Отсюда

$$\frac{A}{B} \cdot \frac{y_p}{x_p} = \frac{r(\pi/2)}{r(0)} = \frac{r_0 + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}} \right) - \nu \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}} \right)}{r_0 + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}} \right) + \nu \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}} \right)}$$

Линеаризуем это выражение по μ и ν . Получим

$$D = \frac{y_p}{x_p} = \frac{B}{A} \cdot \left(1 + 2 \frac{\nu}{\sqrt{f_0}} \right) \quad (6.6.6)$$

Итак, величина D , равная отношению координат полярных точек линии изоинтенсивности, вычислена. Формула (6.6.6) показывает, что асимметрия распределения частиц по формам приводит к тому, что линия изоинтенсивности начинает вытягиваться или сплющиваться в зависимости от знака величины ν . Она показывает также, что в случае асимметричного по формам ансамбля частиц отношение полуосей линии изоинтенсивности не равно среднему отношению полуосей частиц, как это обычно считается в лазерной эктацитометрии эритроцитов.

Окончательный результат представим в виде

$$D/s = 1 + \nu \cdot q_0, \quad (6.6.7)$$

где параметры s и q_0 определяются формулами

$$s = \frac{a_0}{b_0} = \frac{B}{A} \quad (6.6.8)$$

и

$$q_0 = \frac{2}{\sqrt{f_0}}. \quad (6.6.9)$$

Отметим, что соотношение (6.6.8) является следствием формул (6.3.7) и (6.4.4).

6.7. Радиусы кривизны линии изоинтенсивности в полярных точках.

Другими характеристиками линии изоинтенсивности, которые могут быть измерены экспериментально, являются радиусы кривизны этой линии в полярных точках. Пусть $R(x_p)$ - радиус кривизны линии изоинтенсивности в полярной точке, лежащей на оси x , а $R(y_p)$ - радиус кривизны той же линии в полярной точке, лежащей на оси y . Для удобства мы введем также безразмерные параметры, характеризующие кривизну линии изоинтенсивности в полярных точках:

$$C_1 = \sqrt{\frac{x_p}{R(x_p)}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{y_p}{R(y_p)}}. \quad (6.7.1)$$

Радиусы кривизны $R(x_p)$ и $R(y_p)$ можно вычислить по формулам

$$\frac{1}{R(x_p)} = \left| \frac{d^2 x_p}{dy^2} \right|, \quad \frac{1}{R(y_p)} = \left| \frac{d^2 y_p}{dx^2} \right|. \quad (6.7.2)$$

Здесь $\frac{d^2 x_p}{dy^2}$ - производная $\frac{d^2 x}{dy^2}$, взятая в полярной точке с координатой x_p , и

$\frac{d^2 y_p}{dx^2}$ - производная $\frac{d^2 y}{dx^2}$, взятая в полярной точке с координатой y_p .

Подставив (6.7.2) в (6.7.1), получим

$$C_1 = \sqrt{x_p \left| \frac{d^2 x_p}{dy^2} \right|}, \quad C_2 = \sqrt{y_p \left| \frac{d^2 y_p}{dx^2} \right|}. \quad (6.7.3)$$

Для вычисления нужных нам производных поступим следующим образом. Формулы (6.5.4) - (6.5.6) и (6.6.2) определяют функции $x(\varphi)$ и $y(\varphi)$. С помощью этих формул вычислим производные $dx/d\varphi$ и $dy/d\varphi$. Затем возьмем отношение этих функций. Получим производную dy/dx . Обозначим эту функцию $dy/dx \equiv z_2(\varphi)$. Затем аналогичным образом вычислим производную dz_2/dx . Это и будет нужная нам вторая производная $\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{dz_2}{dx}$.

Итак, имеем

$$\frac{x}{A} = r \cos \varphi, \quad \frac{y}{B} = r \sin \varphi, \quad (6.7.4)$$

где $r = r(\varphi)$ есть функция, определяемая формулами (6.5.4) - (6.5.6).

Отсюда

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dx}{d\varphi} = r' \cdot \cos \varphi - r \cdot \sin \varphi, \quad \frac{1}{B} \cdot \frac{dy}{d\varphi} = r' \cdot \sin \varphi + r \cdot \cos \varphi. \quad (6.7.5)$$

Теперь

$$\frac{A}{B} \cdot \frac{dy}{dx} = \frac{r' \cdot \sin \varphi + r \cdot \cos \varphi}{r' \cdot \cos \varphi - r \cdot \sin \varphi} = \frac{A}{B} \cdot z_2(\varphi). \quad (6.7.6)$$

Отсюда

$$\frac{A}{B} \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{A}{B} \cdot \frac{dz_2}{dx}. \quad (6.7.7)$$

Найдем эту производную как отношение производных $dz_2/d\varphi$ и $dx/d\varphi$. Используя формулу (6.7.6), получим

$$\frac{A}{B} \cdot \frac{dz_2}{d\varphi} = \frac{-r''r + 2(r')^2 + r^2}{(r' \cdot \cos \varphi - r \cdot \sin \varphi)^2}. \quad (6.7.8)$$

Из (6.7.5) и (6.7.8) следует, что

$$\frac{A^2}{B} \cdot \frac{dz_2}{dx} = \frac{-r''r + 2(r')^2 + r^2}{(r' \cdot \cos \varphi - r \cdot \sin \varphi)^3}. \quad (6.7.9)$$

Наконец, используя (6.7.4), (6.7.7) и (6.7.9), получим

$$\frac{A^2}{B^2} \cdot y \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{(-r''r + 2(r')^2 + r^2) \cdot r \sin \varphi}{(r' \cdot \cos \varphi - r \cdot \sin \varphi)^3}. \quad (6.7.10)$$

Для определения параметра C_2 нам нужно вычислить эту величину при $\varphi = \pi/2$. Входящие в выражение (6.7.10) функции определяются формулами

$$r = r_0 + \mu \cdot f_2(\varphi) + \nu \cdot f_3(\varphi), \quad (6.7.11)$$

$$r' = \frac{dr}{d\varphi} = \mu \cdot f_2'(\varphi) + \nu \cdot f_3'(\varphi), \quad (6.7.12)$$

$$r'' = \frac{d^2r}{d\varphi^2} = \mu \cdot f_2''(\varphi) + \nu \cdot f_3''(\varphi). \quad (6.7.13)$$

Здесь функции $f_2(\varphi)$ и $f_3(\varphi)$ определяются формулами (6.5.6). Используя эти формулы находим

$$f_2'(\varphi) = -\frac{\sin 4\varphi}{\sqrt{f}}, \quad f_2''(\varphi) = -\frac{4 \cos 4\varphi}{\sqrt{f}} \quad (6.7.14)$$

и

$$f_3'(\varphi) = 2 \left(-1 + \frac{4}{\sqrt{f}} - \frac{9}{2\sqrt{f}} \sin^2 2\varphi \right) \cdot \sin 2\varphi, \quad (6.7.15)$$

$$f_3''(\varphi) = 4 \left(-1 + \frac{4}{\sqrt{f}} - \frac{27}{2\sqrt{f}} \sin^2 2\varphi \right) \cdot \cos 2\varphi. \quad (6.7.16)$$

Частные значения этих функций при $\varphi = \pi/2$

$$f_2 = \sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}}, \quad f_3 = -1 + \frac{1}{\sqrt{f_0}}, \quad f_2' = f_3' = 0, \quad f_2'' = -\frac{4}{\sqrt{f_0}}, \quad f_3'' = 4 \left(1 - \frac{4}{\sqrt{f_0}} \right).$$

$$r = r_0 + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}} \right) + \nu \cdot \left(-1 + \frac{1}{\sqrt{f_0}} \right), \quad r' = 0, \quad r'' = -\mu \cdot \frac{4}{\sqrt{f_0}} + 4\nu \cdot \left(1 - \frac{4}{\sqrt{f_0}} \right).$$

Отсюда

$$\frac{A^2}{B^2} \cdot y_p \frac{d^2 y_p}{dx^2} = \frac{r''}{r} - 1 = -1 - 4 \frac{[\mu + \nu \cdot (4 - \sqrt{f_0})]}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}}. \quad (6.7.17)$$

Здесь учтена формула (6.5.5) и сделана линеаризация по малым параметрам μ и ν . Из (6.7.17) следует, что

$$\frac{A^2}{B^2} \cdot y_p \left| \frac{d^2 y_p}{dx^2} \right| = 1 + 4 \frac{[\mu + \nu \cdot (4 - \sqrt{f_0})]}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}}$$

и

$$C_2 = \sqrt{y_p \left| \frac{d^2 y_p}{dx^2} \right|} = \frac{B}{A} \cdot \left[1 + \mu \frac{2}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}} + \nu \frac{2 \cdot (4 - \sqrt{f_0})}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}} \right].$$

В последнем выражении мы выполнили линеаризацию по малым параметрам μ и ν . Окончательный результат представим в виде

$$C_2 / s = 1 + \mu \cdot q_1 + \nu \cdot q_2. \quad (6.7.18)$$

Здесь параметр s определяется формулой (6.6.8), параметры q_1 и q_2 описываются выражениями

$$q_1 = \frac{q_0}{1 - \sqrt{f_0}}, \quad q_2 = (4 - \sqrt{f_0})q_1, \quad (6.7.19)$$

и $q_0 = 2/\sqrt{f_0}$ в соответствии с формулой (6.6.9).

Аналогичным образом вычислим параметр C_1 , определяемый формулой (6.7.3). Из формул (6.7.5) следует, что

$$\frac{B}{A} \cdot \frac{dx}{dy} = \frac{r' \cos \varphi - r \sin \varphi}{r' \sin \varphi + r \cos \varphi}. \quad (6.7.20)$$

Введем вспомогательную функцию

$$\frac{dx}{dy} = z_1(\varphi). \quad (6.7.21)$$

Тогда

$$\frac{dz_1}{d\varphi} = \frac{d^2x}{dy^2}. \quad (6.7.22)$$

Используя (6.7.20), получим

$$\frac{B}{A} \cdot \frac{dz_1}{d\varphi} = \frac{r''r - 2(r')^2 - r^2}{(r' \sin \varphi + r \cos \varphi)^2}. \quad (6.7.23)$$

Из (6.7.5) и (6.7.23) следует, что

$$\frac{B^2}{A} \cdot \frac{dz_1}{dy} = \frac{r''r - 2(r')^2 - r^2}{(r' \sin \varphi + r \cos \varphi)^3}. \quad (6.7.24)$$

Далее, используя (6.7.4), (6.7.22) и (6.7.24), находим

$$\frac{B^2}{A^2} \cdot x \frac{d^2x}{dy^2} = \frac{(r''r - 2(r')^2 - r^2) \cdot r \cos \varphi}{(r' \sin \varphi + r \cos \varphi)^3}. \quad (6.7.25)$$

Полагая здесь $\varphi = 0$, получим

$$\frac{B^2}{A^2} \cdot x_p \frac{d^2x_p}{dy^2} = \frac{r''}{r} - 2\left(\frac{r'}{r}\right)^2 - 1. \quad (6.7.26)$$

Согласно формулам (6.5.6), (6.7.14) – (6.7.16) в этом случае

$$f_2 = \sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}}, \quad f_3 = 1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}}, \quad f_2' = f_3' = 0, \quad f_2'' = -\frac{4}{\sqrt{f_0}}, \quad f_3'' = 4\left(-1 + \frac{4}{\sqrt{f_0}}\right).$$

Подставив эти значения в (6.7.11) – (6.7.13), найдем

$$r = r_0 + \mu \cdot \left(\sqrt{f_0} + \frac{1}{2\sqrt{f_0}} \right) + \nu \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{f_0}} \right), \quad r' = 0, \quad r'' = -\mu \frac{4}{\sqrt{f_0}} + 4\nu \cdot \left(-1 + \frac{4}{\sqrt{f_0}} \right)$$

и, следовательно,

$$\frac{B^2}{A^2} \cdot x_p \frac{d^2 x_p}{dy^2} = -1 - 4 \frac{[\mu - \nu \cdot (4 - \sqrt{f_0})]}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}}. \quad (6.7.27)$$

В этой формуле сделана линеаризация по малым параметрам μ и ν . Из (6.7.27) следует, что

$$\frac{B^2}{A^2} \cdot x_p \left| \frac{d^2 x_p}{dy^2} \right| = 1 + 4 \frac{[\mu - \nu \cdot (4 - \sqrt{f_0})]}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}}$$

и

$$C_1 = \sqrt{x_p \left| \frac{d^2 x_p}{dy^2} \right|} = \frac{A}{B} \cdot \left[1 + \mu \frac{2}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}} - \nu \frac{2 \cdot (4 - \sqrt{f_0})}{(1 - \sqrt{f_0})\sqrt{f_0}} \right].$$

В последнем выражении мы выполнили линеаризацию по малым параметрам μ и ν . Окончательный результат представим в виде

$$C_1 s = 1 + \mu \cdot q_1 - \nu \cdot q_2. \quad (6.7.28)$$

Здесь параметры s, q_1, q_2 определяются формулами (6.6.8), (6.7.19).

6.8. Алгоритм кривизны линии изоинтенсивности.

Подведем итоги анализа, проведенного в параграфах 6.3 – 6.7, и сформулируем алгоритм измерения средней формы эритроцитов (s), разброса эритроцитов по формам (μ) и коэффициента асимметрии распределения эритроцитов по формам (ν) на основе анализа данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

Измеряемые величины.

Предлагаемый алгоритм, который мы назовем алгоритмом кривизны линии изоинтенсивности, состоит в следующем. В эксперименте по лазерной дифрактометрии необходимо измерить шесть величин, а именно,

$I(0)$ - интенсивность центрального максимума дифракционной картины,

I - интенсивность рассеянного света на некоторой линии изоинтенсивности, расположенной вблизи границы центрального дифракционного максимума,

x_p - координату полярной точки, лежащей на пересечении данной линии изоинтенсивности с горизонтальной осью координат,

y_p - координату полярной точки, лежащей на пересечении данной линии изоинтенсивности с вертикальной осью координат,

$R(x_p)$ - радиус кривизны данной линии изоинтенсивности в первой из указанных полярных точек,

$R(y_p)$ - радиус кривизны данной линии изоинтенсивности во второй из указанных полярных точек.

Процедура расчета.

Используя полученные экспериментальные данные, нужно вычислить четыре безразмерных параметра, а именно,

$$f_0 \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}, \quad D = \frac{y_p}{x_p}, \quad C_1 = \sqrt{\frac{x_p}{R(x_p)}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{y_p}{R(y_p)}}, \quad (6.8.1)$$

где $\beta = -0.4 = const$ - параметр функции Бесселя.

Как показывает проведенный нами анализ, измеряемые величины (6.8.1) связаны с величинами

$$s, \quad \mu, \quad \nu, \quad (6.8.2)$$

введенными в параграфе 6.3 и подлежащими определению, следующими соотношениями

$$D/s = 1 + \nu \cdot q_0, \quad (6.8.3)$$

$$C_1 s = 1 + \mu \cdot q_1 - \nu \cdot q_2, \quad (6.8.4)$$

$$C_2 / s = 1 + \mu \cdot q_1 + \nu \cdot q_2, \quad (6.8.5)$$

где

$$q_0 = \frac{2}{\sqrt{f_0}}, \quad q_1 = \frac{q_0}{1 - \sqrt{f_0}}, \quad q_2 = (4 - \sqrt{f_0})q_1. \quad (6.8.6)$$

Решение уравнений (6.8.3) – (6.8.5) имеет вид

$$s = \frac{Q}{1 + \sqrt{1 - 2Q \cdot qC_1}}, \quad \mu = \frac{1}{2q_1}(C_2/s + sC_1) - \frac{1}{q_1}, \quad \nu = \frac{1}{2q_2}(C_2/s - sC_1), \quad (6.8.7)$$

где $Q = 2(D - qC_2)$ и

$$q = \frac{q_0}{2q_2}. \quad (6.8.8)$$

Проверка работы алгоритма.

Для проверки алгоритма кривизны линии изоинтенсивности, мы использовали дифракционные картины, полученные А. Е. Луговцовым и М. Д. Лин в опытах с эритроцитами крысы [89]. Дифракционные картины были получены для бимодального ансамбля эритроцитов, т.е. ансамбля, состоящего из частиц всего лишь двух типов (форм). Экспериментально такой ансамбль создавался путем обработки части клеток раствором глутаральдегида, уменьшающим их деформируемость. Анализ дифракционных картин и построение линий изоинтенсивности выполнил В. Д. Устинов с помощью созданной им компьютерной программы. Одна из линий изоинтенсивности показана на рисунке 6.8.1.

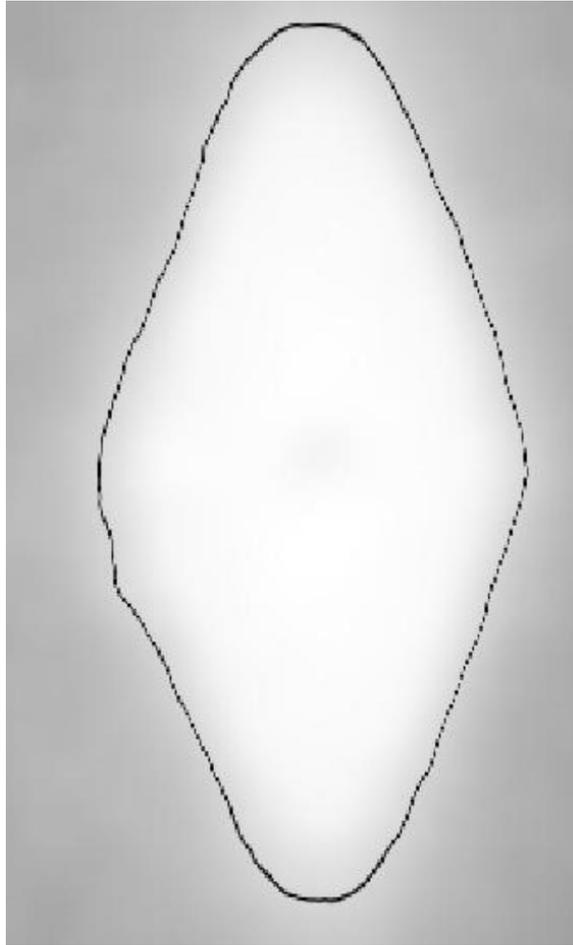


Рисунок 6.8.1. Линия изоинтенсивности, полученная для бимодального ансамбля эритроцитов крысы.

В нашей модели бимодальный ансамбль характеризуется тремя величинами: формами клеток обеих компонент ансамбля и долей частиц первого типа:

$$s_1 = \frac{a_1}{b_1}, \quad s_2 = \frac{a_2}{b_2}, \quad p. \quad (6.8.9)$$

Параметры бимодального ансамбля

$$s = \frac{a_0}{b_0}, \quad \langle \varepsilon^2 \rangle, \langle \varepsilon^3 \rangle \quad (6.8.10)$$

можно определить двумя способами. При вычислении первым способом считаются известными формы частиц и соотношение их концентраций. При вычислении вторым способом считается известным распределение интенсивности света в дифракционной картине, возникающей при рассеянии лазерного пучка на рассматриваемом ансамбле частиц. В частности, мы

полагаем известной форму линии изоинтенсивности, лежащей вблизи границы центрального дифракционного максимума и соответствующей некоторой определенной интенсивности рассеянного света.

В рамках нашей модели эллиптических дисков, которая описывается формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon), \quad (6.8.11)$$

бимодальный ансамбль описывается уравнениями

$$\begin{aligned} a_1 &= a_0 \cdot (1 + \varepsilon_1), \quad b_1 = b_0 \cdot (1 - \varepsilon_1) \\ a_2 &= a_0 \cdot (1 + \varepsilon_2), \quad b_2 = b_0 \cdot (1 - \varepsilon_2) \end{aligned} \quad (6.8.12)$$

$$p\varepsilon_1 + (1-p)\varepsilon_2 = 0.$$

Решая уравнения (6.8.12), получим

$$s = M + \sqrt{M^2 + s_1 s_2}, \quad \varepsilon_1 = \frac{s_1 - s}{s_1 + s}, \quad \varepsilon_2 = \frac{s_2 - s}{s_2 + s} \quad (6.8.13)$$

и

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = p\varepsilon_1^2 + (1-p)\varepsilon_2^2, \quad \langle \varepsilon^3 \rangle = p\varepsilon_1^3 + (1-p)\varepsilon_2^3, \quad (6.8.14)$$

где

$$M = (s_1 - s_2) \cdot \left(p - \frac{1}{2} \right). \quad (6.8.15)$$

В частности, для условий эксперимента [89]

$$s_1 = 1, \quad s_2 = 2.84, \quad p = 0.2 \quad (6.8.16)$$

по формулам (6.8.13) – (6.8.15) получаем

$$s = 2.33, \quad \langle \varepsilon^2 \rangle = 0.040, \quad \langle \varepsilon^3 \rangle = -0.012. \quad (6.8.17)$$

Теперь оценим те же самые величины с помощью алгоритма кривизны линии изоинтенсивности. Используя линию изоинтенсивности, показанную на рисунке 6.8.1, мы вычислили параметры

$$D = \frac{y_p}{x_p} = 2.13, \quad C_1 = \sqrt{\frac{x_p}{R(x_p)}} = 0.864, \quad C_2 = \sqrt{\frac{y_p}{R(y_p)}} = 2.5. \quad (6.8.18)$$

Уровень интенсивности рассеянного света на данной линии мы оценили как

$$\frac{I}{I(0)} = 0.05. \quad (6.8.19)$$

Отсюда по формулам

$$f_0 \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}, \quad \beta = -0.4 = \text{const}$$

получаем

$$f_0 = 0.078. \quad (6.8.20)$$

Используя значения параметров (6.8.18) и (6.8.20) по формулам нашей теоретической модели (6.8.6) – (6.8.8) получим

$$s = 2.35, \quad \mu = 0.055, \quad \nu = -0.013. \quad (6.8.21)$$

Сравнивая результаты (6.8.17) и (6.8.21), отметим хорошее совпадение значений параметров s и ν . Что же касается параметра μ , то расхождение в оценках можно объяснить нарушением условия слабой неоднородности для рассматриваемого ансамбля эритроцитов. Мы полагаем, что использование линий изоинтенсивности, соответствующих меньшим величинам сдвиговых скоростей, могут улучшить эту оценку.

6.9. Алгоритм центра дифракционной картины.

Точность измерений, проводимых методом лазерной дифрактометрии, зависит от точности определения формы линий изоинтенсивности. Точность измерения этой формы, в свою очередь, зависит от того, в какой части дифракционной картины располагается данная линия. Иными словами, она зависит от уровня интенсивности рассеянного света. При этом максимальная точность измерения достигается в той области экрана наблюдения, где

интенсивность рассеянного света наиболее быстро меняется с координатой, т.е. в области максимального градиента интенсивности. Модели, развитые выше, не применимы в этой области. Поэтому актуальна разработка новых теоретических моделей, которые охватывали бы центральную часть дифракционной картины. Одна из таких моделей представлена в данном параграфе диссертации.

Основная идея.

Основная идея этой модели состоит в том, что в области максимального градиента интенсивности рассеянного света зависимость интенсивности света от координаты описывается линейной функцией. Например, дифракционная функция Эри (рис. 6.9.1)

$$\psi(q) = \left[\frac{2J_1(q)}{q} \right]^2, \quad (6.9.1)$$

где $J_1(q)$ - функция Бесселя первого порядка, хорошо аппроксимируется линейной функцией в области $1 \leq q \leq 2$ и $0.3 \leq \psi \leq 0.7$ [304]. В этой области эта функция может быть представлена в виде

$$\psi(q) = \alpha - \beta \cdot q, \quad (\alpha = 1.24, \beta = 0.46), \quad (6.9.2)$$

а погрешность линейной аппроксимации не превышает 10%.

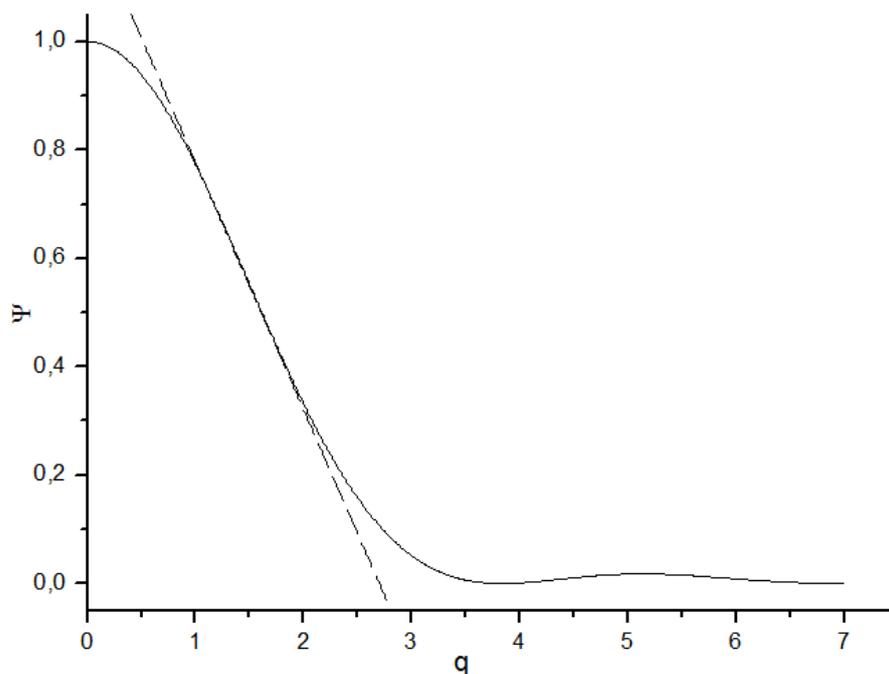


Рис. 6.9.1. Дифракционная функция Эри (сплошная линия) и ее линейная аппроксимация (пунктир) в области максимального градиента функции.

Функция $\psi(q)$, определяемая формулой (6.9.1), описывает дифракцию на круглом отверстии, а также на круглых или эллиптических дисках. Однако аппроксимация вида (6.9.2) применима для более широкого класса объектов, например, для сферических или сфероидальных частиц, двояковогнутых дисков. В области максимального градиента дифракционные функции для таких частиц также линейны, хотя и могут отличаться от (6.9.2) значениями постоянных коэффициентов α и β .

Модель эллиптических дисков

Как показывают наблюдения [279, 280], эритроцит в сдвиговом потоке вытягивается вдоль потока и приобретает форму, близкую к эллипсоиду. Мы полагаем, что этих условиях эритроцит можно моделировать плоским эллиптическим диском. Расчеты, представленные выше, показывают, что эта модель обеспечивает достаточную точность. Вместе с тем она позволяет аналитически рассчитать картину рассеяния лазерного пучка на ансамбле эритроцитов в эктацитометре и установить функциональные соотношения между основными параметрами задачи, что важно для разработки новых алгоритмов обработки данных.

При рассеянии лазерного пучка на ансамбле идентичных эллиптических дисков с полуосями a и b , распределение интенсивности света на экране наблюдения описывается формулой (4.11.1). Представим эту формулу в виде

$$I(x, y) = I_0 N |\gamma|^2 \left(\frac{S}{\lambda z} \right)^2 \psi(q) \quad (6.9.3)$$

где функция $\psi(q)$ определена формулой (6.9.1) и

$$q = \frac{k}{z} \sqrt{a^2 x^2 + b^2 y^2} . \quad (6.9.4)$$

Здесь x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения в системе координат, начало которой выбрано в точке падения на экран прямого лазерного пучка, z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения. Ось x направлена по горизонтали, ось y направлена по вертикали. Физически направления этих осей выделены тем, что одна из них параллельна сдвиговому потоку в эктацитометре, а другая - перпендикулярна этому потоку. Остальные величины обозначают следующее: I_0 - интенсивность падающего лазерного пучка, N - число частиц, освещаемых лазерным пучком, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны, $S = \pi ab$ - площадь основания диска, γ - параметр, пропорциональный толщине эритроцита. В условиях лазерной дифрактометрии $|\gamma|^2 \approx 1$. Отметим, что формула (6.9.3) описывает распределение интенсивности света в тех точках экрана наблюдения, куда не попадает излучение прямого лазерного пучка.

Неоднородный ансамбль эритроцитов

В крови человека разные эритроциты обладают разной способностью к деформации (деформируемостью). Принимая во внимание это обстоятельство, будем считать размеры полуосей эллиптического диска a и b случайными величинами, и определим их формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon). \quad (6.9.5)$$

Здесь a_0 и b_0 - средние размеры полуосей, ε - случайный параметр. Среднее значение этого параметра считаем равным нулю:

$$\langle \varepsilon \rangle = 0. \quad (6.9.6)$$

Характеристиками ансамбля частиц являются величина

$$s = \frac{a_0}{b_0}, \quad (6.9.7)$$

а также статистические моменты величины ε , а именно,

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \mu, \quad \langle \varepsilon^3 \rangle = \nu. \quad (6.9.8)$$

Величины s , μ , ν характеризуют, соответственно, среднюю деформируемость эритроцитов, а также ширину и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости. Мы полагаем, что неоднородность ансамбля по формам частиц является относительно слабой, т.е.

$$|\varepsilon| \ll 1. \quad (6.9.9)$$

В этом случае

$$\mu \ll 1, \quad \nu \ll 1. \quad (6.9.10)$$

Эти соотношения, как правило, хорошо выполняются для реальных ансамблей эритроцитов. Целью нашей работы является измерение характеристик деформируемости эритроцитов s , μ и ν на основе данных лазерной эктацитометрии.

Распределение интенсивности рассеянного света в центральной части дифракционной картины

Подстановка выражений (6.9.5) в формулы (6.9.3), (6.9.4) приводит к тому, что распределение интенсивности света на экране наблюдения становится случайной функцией. В этом случае наблюдаемое распределение можно вычислить путем усреднения интенсивности по параметру ε :

$$I(x, y) = \left\langle I_0 N |\gamma|^2 \left(\frac{S}{\lambda z} \right)^2 \psi(q) \right\rangle_\varepsilon \quad (6.9.11)$$

или

$$I(x, y) = I_0 N |\gamma|^2 \left(\frac{S_0}{\lambda z} \right)^2 \cdot \langle (1 - \varepsilon^2)^2 \psi(q) \rangle_\varepsilon, \quad (6.9.12)$$

где $S_0 = \pi a_0 b_0$, и

$$q = \frac{k}{z} \sqrt{a_0^2 \cdot (1 + \varepsilon)^2 \cdot x^2 + b_0^2 \cdot (1 - \varepsilon)^2 \cdot y^2}. \quad (6.9.13)$$

В частности, интенсивность света в центре дифракционной картины описывается формулой

$$I(0) = I_0 N |\gamma|^2 \left(\frac{S_0}{\lambda z} \right)^2 \cdot \langle (1 - \varepsilon^2)^2 \rangle_\varepsilon$$

или, приближенно,

$$I(0) = I_0 N |\gamma|^2 \left(\frac{S_0}{\lambda z} \right)^2 \cdot (1 - 2\mu). \quad (6.9.14)$$

Эту величину удобно использовать для нормировки интенсивности рассеянного света. Вводя функцию

$$f(x, y) = I(x, y) / I(0), \quad (6.9.15)$$

получим

$$(1 - 2\mu) \cdot f(x, y) = \langle (1 - \varepsilon^2)^2 \psi(q) \rangle_\varepsilon. \quad (6.9.16)$$

Для нормировки координат на экране наблюдения введем величины

$$A = \frac{z}{ka_0}, \quad B = \frac{z}{kb_0}, \quad (6.9.17)$$

определяющие размеры дифракционной картины по горизонтали и по вертикали. Тогда выражение (6.9.13) можно представить в виде

$$q = \sqrt{(1 + \varepsilon)^2 \cdot u^2 + (1 - \varepsilon)^2 \cdot v^2}, \quad (6.9.18)$$

где введены нормированные координаты

$$u = \frac{x}{A}, \quad v = \frac{y}{B}. \quad (6.9.19)$$

Выделяя явную зависимость величины q от параметра ε , запишем

$$q = \sqrt{(1 + \varepsilon^2) \cdot g + 2h\varepsilon}, \quad (6.9.20)$$

где введены функции координат

$$g = u^2 + v^2, \quad h = u^2 - v^2. \quad (6.9.21)$$

Используя аппроксимацию (6.9.2) и формулу (6.9.16), распределение интенсивности в центральной части дифракционной картины представим в виде

$$(1 - 2\mu) \cdot f = \langle \Phi(\varepsilon) \rangle_\varepsilon. \quad (6.9.22)$$

Здесь введена функция

$$\Phi(\varepsilon) = (1 - \varepsilon^2)^2 \cdot [\alpha - \beta \cdot q(\varepsilon)]. \quad (6.9.23)$$

Раскладывая эту функцию в ряд по степеням малого параметра ε , и сохраняя члены до третьего порядка включительно, получим

$$\Phi(\varepsilon) = \alpha - \beta\sqrt{g} - \frac{\beta h}{\sqrt{g}} \cdot \varepsilon + \left(-4\alpha + 3\beta\sqrt{g} + \frac{\beta h^2}{g\sqrt{g}} \right) \cdot \frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\beta h}{2\sqrt{g}} \cdot \left(5 - \frac{h^2}{g^2} \right) \cdot \varepsilon^3. \quad (6.9.24)$$

Подставим (6.9.24) в (6.9.22) и усредним полученное выражение по случайному параметру ε . Тогда, учитывая (6.9.6) и (6.9.8), получим

$$(1 - 2\mu) \cdot f = \alpha - \beta\sqrt{g} + \left(-4\alpha + 3\beta\sqrt{g} + \frac{\beta h^2}{g\sqrt{g}} \right) \cdot \frac{\mu}{2} + \frac{\beta h}{2\sqrt{g}} \cdot \left(5 - \frac{h^2}{g^2} \right) \cdot v. \quad (6.9.25)$$

Для удобства анализа полученного выражения введем полярные координаты r , φ , определив их формулами

$$u = r \cdot \cos \varphi, \quad v = r \cdot \sin \varphi. \quad (6.9.26)$$

Тогда $g = r^2$, $h = r^2 \cdot \cos 2\varphi$, и выражение (6.9.25) приобретает вид

$$(1 - 2\mu) \cdot f = \alpha - \beta r + \frac{\mu}{2} \cdot (-4\alpha + 3\beta r + \beta r \cos^2 2\varphi) + \frac{v}{2} \cdot \beta r \cos 2\varphi \cdot (5 - \cos^2 2\varphi). \quad (6.9.27)$$

Эта формула описывает искомое распределение интенсивности рассеянного света в центральной части дифракционной картины.

Форма линии изоинтенсивности

В лазерной эктацитометрии анализ дифракционной картины проводят, используя понятие линии изоинтенсивности. Так называется линия на экране наблюдения, на которой интенсивность рассеянного света имеет некоторое постоянное значение. Математически такая линия определяется уравнением

$$f = \text{const}. \quad (6.9.28)$$

Из (6.9.27) и (6.9.28) следует, что

$$\frac{\beta}{(\alpha - f) \cdot (1 - 2\mu)} \cdot r(\varphi) = \frac{1}{1 - \frac{\mu}{2} \cdot (3 + \cos^2 2\varphi) - \frac{v}{2} \cdot (5 - \cos^2 2\varphi) \cdot \cos 2\varphi}. \quad (6.9.29)$$

Функция $r(\varphi)$, определяемая этой формулой, описывает форму линии изоинтенсивности в полярных координатах.

Пример: симметричный ансамбль частиц

Допустим, что случайный параметр ε описывается четной функцией распределения плотности вероятности $w(\varepsilon)$, т.е.

$$w(\varepsilon) = w(-\varepsilon). \quad (6.9.30)$$

В соответствии с формулой (6.9.8), для такого ансамбля $\nu=0$, и формула (6.9.29) приобретает вид

$$\frac{\beta}{(\alpha - f) \cdot (1 - 2\mu)} \cdot r(\varphi) = \frac{1}{1 - \frac{\mu}{2} \cdot (3 + \cos^2 2\varphi)}. \quad (6.9.31)$$

Неоднородный ансамбль частиц, удовлетворяющий условию (6.9.30), назовем симметричным ансамблем. Как видно из уравнения (6.9.31), линия изоинтенсивности для такого ансамбля обладает определенной симметрией. В частности, фрагмент этой линии, лежащий в области $0 \leq \varphi \leq \pi/2$, полностью характеризует всю линию. Далее в этой работе мы ограничимся рассмотрением неоднородного симметричного ансамбля эритроцитов.

Полярные точки линии изоинтенсивности

Назовем полярными точками линии изоинтенсивности точки пересечения этой линии с горизонтальной и вертикальной осями координат. Вычислим координаты полярных точек. Декартовы координаты произвольной точки линии изоинтенсивности определяются формулами (6.9.19), (6.9.26) и могут быть представлены в виде

$$x = A \cdot r \cdot \cos \varphi, \quad y = B \cdot r \cdot \sin \varphi, \quad (6.9.32)$$

Координата x_p полярной точки, лежащей на оси x , определяется условием $y=0$, или, $\varphi=0$. Следовательно,

$$x_p = A \cdot r(0). \quad (6.9.33)$$

Координата y_p полярной точки, лежащей на оси y , определяется условием $x=0$, или, $\varphi=\pi/2$. Следовательно,

$$y_p = B \cdot r(\pi/2) = B \cdot r(0). \quad (6.9.34)$$

Обозначим

$$D = \frac{y_p}{x_p}. \quad (6.9.35)$$

Тогда из (6.9.7), (6.9.17), (6.9.33) – (6.9.35) следует, что

$$D = s. \quad (6.9.36)$$

Таким образом, в случае симметричного ансамбля частиц, координаты полярных точек линии изоинтенсивности характеризуют среднюю деформируемость эритроцитов в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра.

Характеристические точки линии изоинтенсивности

Назовем характеристическими точками линии изоинтенсивности точки, координаты которых определяются формулами

$$x_c = A \cdot r(\pi/4) \cdot \cos(\pi/4), \quad y_c = B \cdot r(\pi/4) \cdot \sin(\pi/4)$$

или

$$x_c = \frac{A}{\sqrt{2}} r_c, \quad y_c = \frac{B}{\sqrt{2}} r_c, \quad (6.9.37)$$

где

$$r_c = r(\pi/4), \quad (6.9.38)$$

и функция $r(\varphi)$ определяется формулой (6.9.31). Из формул (6.9.33), (6.9.34), (6.9.37) следует, что

$$\frac{y_c}{x_c} = \frac{B}{A} = \frac{y_p}{x_p}. \quad (6.9.39)$$

Это соотношение позволяет найти характеристические точки на линии изоинтенсивности с помощью следующей процедуры. Построим прямоугольник с вертикальными и горизонтальными сторонами, проходящими через полярные точки. Этот прямоугольник охватывает линию изоинтенсивности, касаясь ее в полярных точках. Проведем диагонали этого прямоугольника и найдем точки пересечения диагоналей с линией изоинтенсивности. Найденные таким образом точки являются

характеристически точками. Полярные и характеристические точки линии изоинтенсивности показаны на рис. 6.9.2.

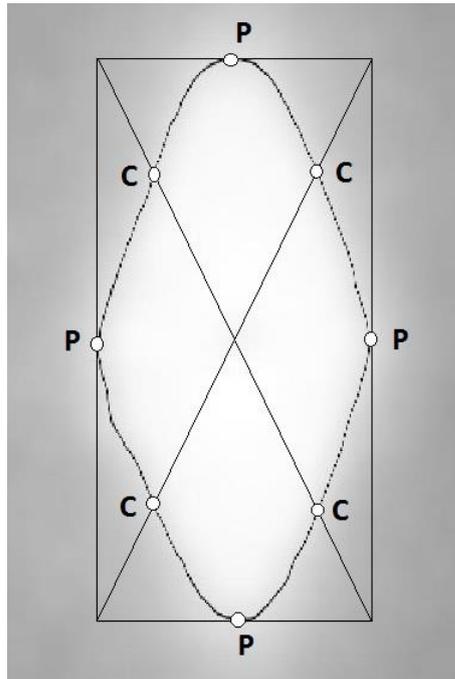


Рис. 6.9.2. Линия изоинтенсивности, ее полярные (P) и характеристические (C) точки. Координаты полярных и характеристических точек могут быть измерены экспериментально. Их же можно рассчитать теоретически на основе той или иной модели ансамбля эритроцитов. Это открывает возможность измерения популяционных характеристик эритроцитов на основе данных лазерной эктацитометрии.

В нашей модели дисперсия деформируемости эритроцитов характеризуется параметром μ , определяемым формулой (6.9.8). Полученные выше формулы позволяют построить процедуру определения этого параметра. Эта процедура состоит в следующем. Введем параметр

$$P = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x_c}{x_p} + \frac{y_c}{y_p} \right), \quad (6.9.40)$$

который мы назовем параметром характеристической точки. Подставив (6.9.33), (6.9.34), (6.9.37) в (6.9.40), получим

$$P = \frac{r_c}{\sqrt{2} \cdot r(0)}$$

или, в силу (6.9.31), (6.9.38),

$$P = \sqrt{2} \cdot \frac{1-2\mu}{2-3\mu}.$$

Отсюда

$$\mu = \frac{\sqrt{2} - 2P}{2\sqrt{2} - 3P}. \quad (6.9.41)$$

Уравнение (6.9.41) связывает между собой параметр дифракционной картины P , определяемый формулой (6.9.40) с характеристикой ансамбля эритроцитов μ , определяемой формулой (6.9.8). Отметим, что случай $P = 1/\sqrt{2} = 0.71$ соответствует однородному ансамблю частиц, когда $\mu = 0$, а линия изоинтенсивности имеет форму эллипса.

Дифрактометрические уравнения

Результатом теоретических расчетов являются уравнения, которые связывают между собой характеристики ансамбля эритроцитов и параметры наблюдаемой дифракционной картины. Назовем такие уравнения дифрактометрическими уравнениями. Эти уравнения полезны тем, что они позволяют разрабатывать алгоритмы измерения характеристик эритроцитов и тем самым способствуют расширению функциональных возможностей лазерной дифрактометрии как метода диагностики клеток крови. Выше мы получили два дифрактометрических уравнения:

$$s = D, \quad \mu = \frac{\sqrt{2} - 2P}{2\sqrt{2} - 3P}. \quad (6.9.42)$$

Здесь параметры D и P определяются формулами (6.9.35) и (6.9.40). Эти параметры могут быть измерены экспериментально. Параметры s и μ определяются формулами (6.9.7), (6.9.8) и представляют собой характеристики эритроцитов, подлежащие определению. Уравнения (6.9.42) применимы при условии, что линия изоинтенсивности, выбранная для измерений, расположена в центральной части дифракционной картины, определяемой условием

$$0.4 \leq I(x, y) / I(0) \leq 0.6, \quad (6.9.43)$$

Здесь $I(x, y)$ - интенсивность света в данной точке дифракционной картины, $I(0)$ - интенсивность центрального дифракционного максимума. Отметим, что уравнения (6.9.42) не содержат параметра f , определяемого формулой (6.9.15), а также параметров α и β , определяемых формулой (6.9.2). Это означает, что линии изоинтенсивности в данной части дифракционной картины мало чувствительны к уровню интенсивности рассеянного света, а также к особенностям формы эритроцитов. Вместе с тем эти линии сохраняют чувствительность к такой популяционной характеристике как дисперсия деформируемости эритроцитов в исследуемом образце крови.

Алгоритм измерения характеристик деформируемости эритроцитов

Формулы (6.9.42) позволяют определить среднюю деформируемость и дисперсию деформируемости эритроцитов в исследуемом образце крови по данным лазерной эктацитометрии. Для этого достаточно выбрать линию изоинтенсивности в той части дифракционной картины, которая удовлетворяет условию (6.9.43). Затем нужно найти полярные и характеристические точки линии изоинтенсивности (см. рис. 6.9.2), измерить их координаты и вычислить параметры D и P , определяемые формулами (6.9.35), (6.9.40). После этого можно вычислить параметры s и μ по формулам (6.9.42).

Проверка работы алгоритма

Мы проверили этот алгоритм, используя экспериментальные данные, приведенные в работе [291]. В этой работе авторы исследовали специально подготовленные образцы крови с известными распределениями эритроцитов по деформируемости. Мы выбрали линию изоинтенсивности, полученную для симметричного ансамбля эритроцитов и соответствующую уровню интенсивности рассеянного света $f = 0.5$. Эта линия показана на рисунке 6.9.3.

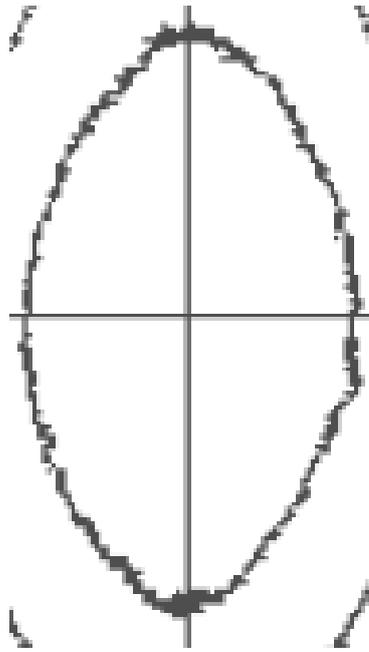


Рис. 6.9.3. Линия изоинтенсивности дифракционной картины, полученная для симметричного ансамбля эритроцитов и уровня интенсивности рассеянного света $I/I(0)=0.5$ [291].

Используя описанный выше алгоритм, мы получили для этой линии $P = 0.67$, $\mu = 0.09$, и $\sqrt{\mu} = 0.30$. Как показано в работе [91], оценка этого же параметра, исходя из известного состава образца крови, приводит к величине $\sqrt{\mu} = 0.27$. Таким образом, предложенный алгоритм измерения дисперсии деформируемости эритроцитов позволяет получать достоверные данные.

Обсуждение результатов

Выше мы провели анализ линии изоинтенсивности (ЛИ), лежащей в центральной части дифракционной картины (ДК). Границы этой области определяются условием (6.9.43). Данные, полученные в работах [291, 102, 103], показывают, что центральная часть ДК менее чувствительна к параметрам ансамбля эритроцитов, чем ее периферийная часть. Вероятно, по этой причине в лазерной эктацитометрии эритроцитов традиционно выбирают для измерений ЛИ, лежащие вблизи первого минимума ДК. Однако в других отношениях центральная часть ДК имеет определенные преимущества. В этой части картины выше уровень интенсивности рассеянного света, а потому меньше влияние помех. Здесь же форма ЛИ может быть измерена наиболее точно. В центре ДК форма ЛИ менее чувствительна к особенностям формы эритроцитов, а также к уровню

интенсивности рассеянного света. При этом ЛИ сохраняет чувствительность к такому параметру как разброс эритроцитов по деформируемости. Таким образом, использование ЛИ, лежащих в центральной части ДК, перспективно для измерений характеристик деформируемости эритроцитов.

Заключение

Итак, в этом параграфе диссертации теоретически проанализирована возможность измерения дисперсии деформируемости эритроцитов методом лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Найден параметр дифракционной картины, который чувствителен к дисперсии деформируемости эритроцитов, и в меньшей степени чувствителен к таким параметрам как уровень интенсивности рассеянного света, форма эритроцитов, концентрация эритроцитов в суспензии, геометрические размеры экспериментальной установки и т.п. Предложен новый алгоритм измерения дисперсии деформируемости эритроцитов на основе данных лазерной эктацитометрии. Достоинством этого алгоритма, который мы назвали алгоритмом центра дифракционной картины, является то, что он освобождает от необходимости точно знать уровень интенсивности рассеянного света на линии изоинтенсивности, выбранной для измерений. Сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными позволяет сделать вывод, что предложенный алгоритм измерения дисперсии деформируемости эритроцитов в образце крови позволяет получать достоверные данные.

6.10. Обсуждение результатов.

В настоящей главе диссертации предложены новые алгоритмы измерения популяционных характеристик эритроцитов на основе анализа данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Это такие характеристики как средняя деформируемость эритроцитов, дисперсия деформируемости и коэффициент асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости.

Для измерения этих параметров с помощью алгоритма кривизны линии изоинтенсивности требуется измерить интенсивность рассеянного света относительно интенсивности центрального дифракционного максимума на некоторой линии изоинтенсивности, лежащей вблизи границы центрального максимума дифракционной картины. Кроме того, нужно измерить координаты полярных точек данной линии изоинтенсивности (они лежат на

пересечениях линии изоинтенсивности с горизонтальной и вертикальной осями координат), а также радиусы кривизны линии изоинтенсивности в указанных полярных точках.

Для измерения характеристик деформируемости эритроцитов с помощью алгоритма центра дифракционной картины следует выбрать линию изоинтенсивности, на которой интенсивность рассеянного света примерно вдвое меньше интенсивности центрального дифракционного максимума. Достоинство этого алгоритма состоит в том, что он менее чувствителен к уровню интенсивности рассеянного света на линии изоинтенсивности. Таким образом, алгоритм центра дифракционной картины освобождает нас от необходимости точно знать, какому уровню интенсивности рассеянного света соответствует линия изоинтенсивности, выбранная для измерений.

Добавим, что предлагаемые алгоритмы измерения применимы при условии слабой неоднородности ансамбля эритроцитов по формам частиц.

Основные результаты

В шестой главе диссертации на основе анализа рассеяния лазерного пучка частицами, моделирующими клетки крови, предложены новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Это алгоритм кривизны линии изоинтенсивности и алгоритм центра дифракционной картины. Новые алгоритмы позволяют оценивать параметры распределения клеток крови по деформируемости, а именно, среднюю деформируемость, дисперсию деформируемости и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости.

Глава 7. Лучеволновое приближение в теории рассеяния света частицами, моделирующими красные клетки крови.

7.1. Введение.

Одной из проблем, связанных с оптикой крови, является проблема рассеяния света отдельным эритроцитом. В главах 4 - 6 мы моделировали эритроцит круглым или эллиптическим диском и считали, что лазерный луч падает по нормали на основание диска. Эта модель позволила записать аналитические выражения для углового распределения интенсивности рассеянного света и выполнить усреднения этого распределения по параметрам неоднородности ансамбля частиц. В результате этих расчетов удалось найти алгоритмы обработки экспериментальных данных лазерной дифрактометрии, позволяющие определять такие популяционные характеристики как разброс клеток крови по размерам и формам. Оценка дисперсии деформаций эритроцитов в сдвиговом потоке, выполненная таким способом, показала достаточно высокую точность вычислений.

Несомненным достоинством аналитической модели является то, что она позволяет находить функциональные связи основных параметров рассматриваемого физического явления. Так, в случае лазерной дифрактометрии удастся записать простые аналитические формулы, связывающие между собой характеристики ансамбля эритроцитов с параметрами наблюдаемой дифракционной картины. Вместе с тем, очевидно, что эти формулы носят приближенный характер, поскольку сама модель не учитывает многие существенные обстоятельства. В эктацитометрии это такие обстоятельства как реальная форма частиц, разброс частиц по размерам, формам и показателю преломления, неоднородная ориентация частиц в пространстве, многократное рассеяние света, конечный размер измерительного объема, флуктуации числа частиц, облучаемых светом лазера, конечность времени усреднения дифракционной картины и т.п. Поэтому следующим шагом в развитии теории является проверка и обобщение результатов путем численных расчетов, оценка точности полученных соотношений, выявление области их применимости.

В настоящее время известно несколько методов, позволяющих весьма точно рассчитать картину рассеяния света частицей, моделирующей эритроцит. Это такие методы как дискретно-дипольное приближение, метод конечных разностей во временном представлении, метод T-матрицы и другие. Однако эти методы довольно сложны. Расчеты бывают длительными и трудоемкими, есть ограничения на формы, размеры и показатели

преломления частиц. Возникает вопрос о том, как наиболее просто и экономично построить процедуру расчетов, чтобы описать все существенные детали рассеяния света эритроцитами. Подходя к решению этого вопроса, мы исходили из того, что эритроцит представляет собой крупную (в масштабе длины световой волны) оптически мягкую частицу. Поэтому в основу метода расчета можно положить приближение геометрической оптики, в котором свет рассматривается как набор лучей. С другой стороны, нам важно учесть явление дифракции света. Это можно сделать с помощью дифракционного интеграла Гюйгенса – Френеля. По существу, такой подход используется уже в приближении аномальной дифракции, кратко описанном в главе 4. В приближении аномальной дифракции удастся описать малоугловое рассеяние света эритроцитом. Чтобы повысить точность вычислений и снять ограничения по углу рассеяния света, следует учесть отражение и преломление световых лучей на поверхности частицы, а также записать дифракционный интеграл в приближении Кирхгофа. В итоге мы приходим к новому приближению в теории рассеяния света малыми частицами. Мы назвали это приближение лучеволновым. На практике это приближение позволяет быстро проводить расчеты рассеяния света эритроцитами с точностью, которая соизмерима с точностью дискретно-дипольного приближения. Численные расчеты, представленные в этой главе, выполнил А. Е. Луговцов.

7.2. Рассеяние света частицами сложной формы: методы анализа и результаты.

Сфероид (эллипсоид вращения) представляет собой простейшую частицу, для которой рассеяние света зависит от ориентации частицы в пространстве. Сфероиды являются более адекватными, чем сферы, моделями многих биологических частиц, в частности, эритроцитов и их линейных агрегатов [296]. Нормальный эритроцит можно моделировать сплюснутым сфероидом, а эритроцит, деформированный в сдвиговом потоке, или агрегат эритроцитов типа монетного столбика – вытянутым сфероидом [297]. Правильный выбор фазовой функции рассеяния света, как отдельным эритроцитом, так и эритроцитарными агрегатами и другими сфероидальными частицами важен при моделировании распространения света в крови и в содержащих кровь тканях [324]. Это важно также при интерпретации результатов измерений на проточных цитометрах [318], на лазерных доплеровских измерителях скорости и размеров частиц [312], в частности

при их использовании применительно к суспензиям клеток крови и жидко-капельным взвесям (спреям).

Известно общее аналитическое решение задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны на произвольном сфероиде [308, 309], которое можно рассматривать как обобщение теории Ми на случай сфероида. Метод Т-матрицы ([301], глава 6) дает точное решение задачи о рассеянии света на любых несферических частицах, в частности на сфероидах. Однако, эти решения довольно сложны. Поэтому рядом авторов задача рассеяния света на сфероиде рассматривалась в различных приближениях. Так, в работах [316, 320, 323] предложено более простое аналитическое решение, описывающее рассеяние света в приближении сильно вытянутого сфероида с относительным показателем преломления $n > 1,2$. В работе [317] проанализированы закономерности положения экстремумов фазовой функции рассеяния для частного случая однородного сфероида, ось вращения которого совпадает с направлением падающей волны, а относительный показатель преломления $1,025 > n > 1,200$. Исследование проведено в рамках приближений Вентцеля – Крамера - Брюллюена, Рэля - Ганса-Дебая, дифракции Фраунгофера и аномальной дифракции [297]. Получено уравнение в обобщенных координатах, связывающее положение экстремумов с параметрами сфероида. В работах [314, 315] рассчитаны дифракция на произвольно ориентированном сфероиде, отражение от него и пропускание им различных компонент поляризованного света в рамках приближения лучевой оптики. Обнаружены кросс-поляризационные эффекты, проявляющиеся во вращении плоскости поляризации рассеянных волн. Приведены расчеты фазовой функции рассеяния для случая $n = 1,33$. В работах [319, 322] фазовые функции рассеяния и интегральные сечения рассеяния света сфероидами рассчитаны в приближении Рэля-Ганса-Дебая. Анализ проведен путем разложения поля в трехмерный пространственный спектр. В работе [321] исследовано влияние несферичности частиц и относительного показателя преломления на углы, соответствующие максимумам интенсивности рассеяния (углы радуг).

Ряд современных численных методов, таких как дискретно-дипольное приближение (Discrete Dipole Approximation – DDA или ДДП), метод конечных разностей во временном представлении (Finite Difference Time Domain – FDTD) позволяют решить задачу о рассеянии света на произвольных несферических частицах, в том числе на сфероидах, с большой точностью [301, 302]. Однако трудоемкость этих расчетов сильно зависит от параметра размера $2\pi nd/\lambda$ (d – характерный размер частицы, λ – длина световой волны) и относительного показателя преломления n сфероида. Так,

метод ДДП при использовании современного персонального компьютера требует значительных временных затрат для расчета рассеяния света на сфероидах с параметром размера больше 100 или сфероидах с $n > 1,5$. Поэтому, актуальным остается поиск приближенных методов, которые решали бы задачу достаточно точно и при этом достаточно быстро, не требуя значительных вычислительных ресурсов. Один из таких методов предлагается в данной главе.

7.3. Задача о рассеянии лазерного пучка сфероидальной частицей.

Рассмотрим прозрачную однородную сфероидальную частицу с показателем преломления n_2 , находящуюся в среде с показателем преломления n_1 (рис. 7.3.1). Частица облучается плоской монохроматической световой волной с длиной волны λ . Требуется вычислить угловое распределение интенсивности света, рассеянного частицей.

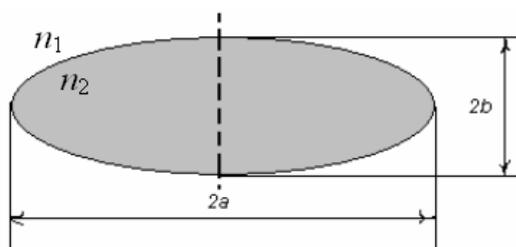


Рис. 7.3.1. Модель сфероидальной частицы. Пунктиром показана ось симметрии сфероида.

Мы пренебрегаем поглощением света, как частицей, так и окружающей ее средой, что вполне оправдано для окна прозрачности биотканей (диапазон длин волн 600–1000 $_{нм}$). Применяемая нами модель световой волны, обладающей идеальной временной и пространственной когерентностью, справедлива, если радиус и длина когерентности падающего пучка значительно превышают размер частицы. Ниже мы рассмотрим основные подходы к решению этой задачи.

7.4. Дискретно-дипольное приближение.

Это приближение применимо для частиц, размер которых соизмерим с длиной световой волны. В рамках данного подхода частица произвольной формы заменяется набором точечных диполей. Расстояние между соседними диполями выбирается малым по сравнению с длиной световой волны. Каждый диполь осциллирует под действием падающей световой волны и

электрических полей, создаваемых всеми остальными диполями ансамбля. Дипольный момент диполя записывается в виде

$$\vec{d}_i = \alpha_i \vec{E}_i, \quad (7.4.1)$$

где i - номер диполя, α_i - его поляризуемость, \vec{E}_i - напряженность электрического поля в той точке, где расположен диполь. Напряженность электрического поля представляется в виде суммы

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{inc} + \vec{E} \quad (7.4.2)$$

падающего поля \vec{E}_{inc} и поля

$$\vec{E} = \sum_{j \neq i} \vec{E}_j, \quad (7.4.3)$$

создаваемого в данной точке пространства всеми остальными диполями ансамбля. Выражение для напряженности электрического поля \vec{E}_j , создаваемого диполем с номером j в точке пространства, где расположен диполь с номером i , записывается в виде

$$\vec{E}_j = \frac{\exp(-i(kr_{ij} - \omega t))}{r_{ij}} \left[\frac{1 + ikr_{ij}}{r_{ij}^2} \left(\frac{3(\vec{d}_j \vec{r}_{ij}) \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^2} - \vec{d}_j \right) - k^2 \left(\frac{(\vec{d}_j \vec{r}_{ij}) \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^2} - \vec{d}_j \right) \right]. \quad (7.4.4)$$

Здесь \vec{r}_{ij} - вектор, проведенный от диполя с номером j к диполю с номером i , k - волновое число, ω - частота световой волны, t - время.

Представленная система связанных уравнений (7.4.4), число уравнений в которой равно числу диполей в ансамбле, позволяет найти дипольный момент каждого отдельного диполя ансамбля. Иными словами, определяется самосогласованное поле излучения ансамбля диполей, возникающее под действием падающей световой волны. Однако численное решение уравнений становится неустойчивым, если число диполей становится слишком большим. Как отмечается в [302], в настоящее время не удается выполнить расчеты для ансамблей, число диполей в которых превышает 10^6 . Это накладывает ограничения на размер частиц, которые могут рассматриваться в рамках дискретно-дипольного приближения. Практически этим методом

трудно выполнить расчеты рассеяния света на частицах с параметром размера более 100.

Для расчетов рассеяния света методом ДДП мы использовали открытое программное обеспечение ADDA (Amsterdam Discrete Dipole Approximation), разработанное в группе А. Хэкстры (А. Hoekstra) [305 - 307]. С помощью компьютерной программы ADDA мы выполнили расчеты рассеяния излучения на диэлектрических сфероидах с разными размерами, показателями преломления и ориентациями в пространстве. Расчеты проводились на персональном компьютере Intel Pentium 4 (1,73 ГГц, ОЗУ – 512 Мб). Сопоставление результатов расчета методом ДДП с данными теории Ми для частиц сферической формы показывает почти идеальное согласие (рис. 7.4.1).

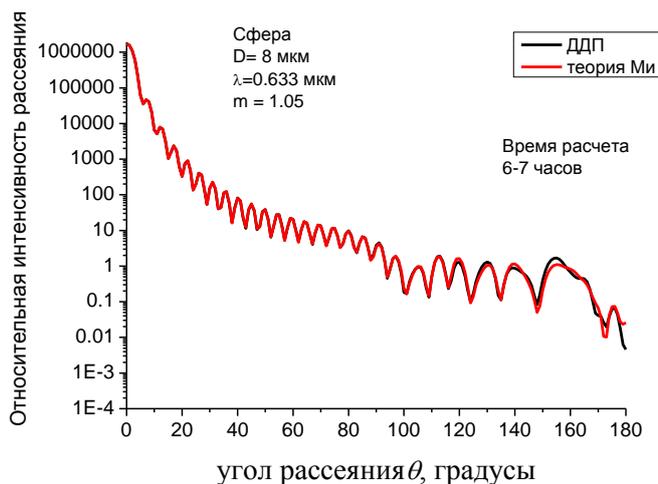
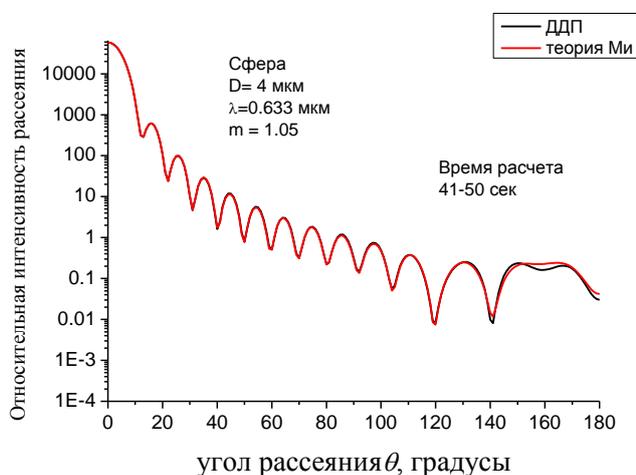


Рис. 7.4.1. Рассеяние света сферическими частицами: сравнение результатов расчета в ДДП и по теории Ми. Длина волны излучения 0.633 мкм, относительный показатель преломления частиц 1.05. Диаметр сферы

4 мкм, время расчета в ДДП 50 с (а); диаметр сферы 8 мкм, время расчета в ДДП 7 часов (б).

При этом, однако, время расчета быстро нарастает с ростом размера частиц. Для шара диаметром 4 мкм с относительным показателем преломления $n = 1,05$ время счета составило 50 секунд. Для шара диаметром 8 мкм процесс вычислений занял 7 часов.

7.5. Приближение геометрической оптики.

Это приближение применимо для частиц, размер которых значительно превышает длину световой волны. В приближении геометрической оптики свет, падающий на частицу, представляется набором парциальных лучей. Каждый из этих лучей отражается и преломляется на границе частицы в соответствии с законами геометрической оптики. Луч характеризуется набором параметров, описывающих плоскую волну (амплитуда, фаза, направление распространения).

В данном параграфе используется следующая процедура расчета отражения и преломления света. Падающий луч света считается неполяризованным. Вычисляются интенсивности отраженного и преломленного лучей с использованием закона Снеллиуса и формул Френеля. Отраженный и преломленный лучи заменяются лучами такой же интенсивности, но неполяризованными. Это дает возможность описывать процессы отражения и преломления в терминах только интенсивности света, не вводя такие понятия как амплитуды ортогональных компонент поля и фазовый сдвиг между ними. Этот подход можно назвать скалярным приближением или приближением неполяризованных лучей. В рамках данного подхода коэффициент отражения света по интенсивности определяется формулой (см., например, [54])

$$R = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)} \right\}, \quad (7.5.1)$$

где α - угол падения луча на границу раздела сред, β - угол преломления. Коэффициент пропускания света по интенсивности

$$T = (1 - R) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}. \quad (7.5.2)$$

Множитель $\cos(\alpha)/\cos(\beta)$ в формуле (7.5.2) учитывает изменение площади поперечного сечения пучка при преломлении света.

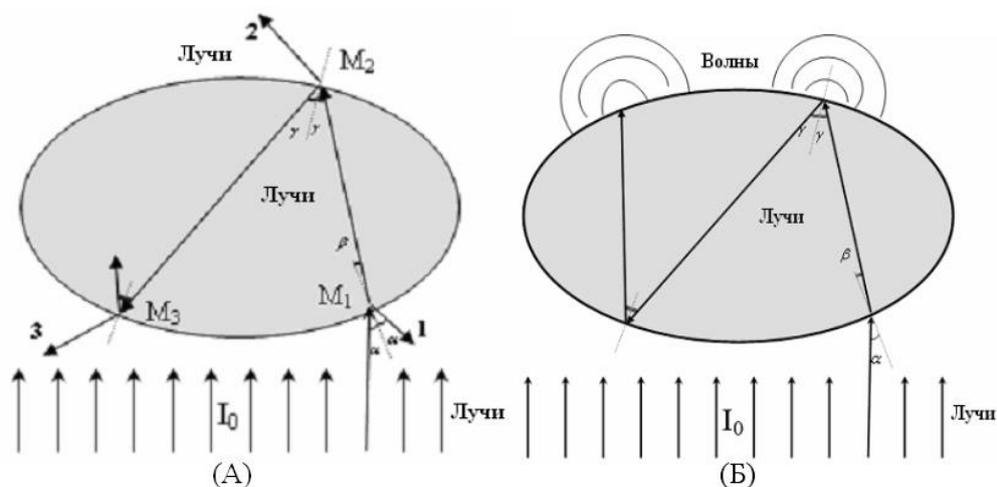


Рис. 7.5.1. Схемы рассеяния света в приближении ГО (А) и в луче-волновом приближении (Б).

Один из парциальных лучей показан на рисунке 7.5.1а. Он падает на частицу под углом α . В точке M_1 на поверхности частицы падающий луч делится на отраженный и преломленный лучи. Преломленный луч попадает на поверхность частицы в точке M_2 и снова испытывает отражение и преломление. Этот процесс продолжается дальше. В результате энергия падающего луча распределяется среди выходящих лучей. Это распределение можно рассчитать. Расчеты выполняются независимо для каждого парциального луча, падающего на частицу. Затем рассеянные волны суммируются, и получается результирующая диаграмма рассеяния. Суммирование проводится по комплексным амплитудам (когерентный случай) или по интенсивностям парциальных лучей (некогерентный случай). [68]. В наших расчетах полное число парциальных лучей составляло 10^6 и учитывалось 15 внутренних отражений каждого луча в сфероиде. Во многих случаях в зависимости от параметров частицы эти величины могут быть существенно уменьшены без снижения точности вычислений.

Для оценки точности приближения геометрической оптики мы рассчитали с его помощью угловое распределение интенсивности света при рассеянии на частицах сферической формы. Результаты сравнили с данными, полученными по теории Ми (рис. 7.5.2), а также методом ДДП [70].

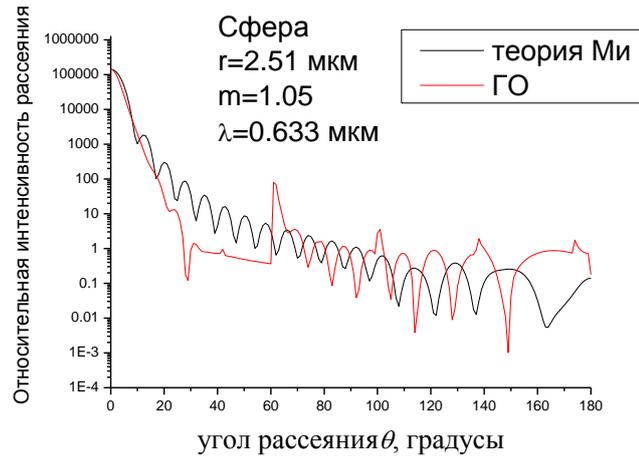


Рис. 7.5.2. Рассеяние света сферической частицей: сравнение результатов расчета в приближении геометрической оптики и по теории Ми. Диаметр частицы 5 мкм, относительный показатель преломления 1.05, длина волны излучения 0.633 мкм, время счета в приближении геометрической оптики 3 минуты.

Анализ картин рассеяния в дальней зоне, полученных для шара диаметром 5 мкм с относительным показателем преломления $n=1.05$, показал, что точность расчета в приближении геометрической оптики значительно ниже точности, достигаемой методом ДДП. Одной из причин этого, на наш взгляд, является то, что в приближении геометрической оптики не учитывается дифракция лучей, вышедших из частицы.

7.6. Лучеволновое приближение.

Дифракцию света, вышедшего из частицы, можно описать, используя принцип Гюйгенса – Френеля и дифракционный интеграл Кирхгофа. Для этого будем рассматривать элементы поверхности частицы, через которые световые лучи выходят из частицы наружу, как источники элементарных сферических волн. Падающий свет и свет внутри частицы будем, как и ранее, представлять в виде набора лучей. Такой подход, сочетающий в себе элементы лучевой и волновой оптики, мы назвали лучеволновым приближением (ЛВП).

Запишем выражение для комплексной амплитуды $E(P)$ поля в точке наблюдения P в виде интеграла по поверхности частицы S

$$E(P) = \frac{i}{\lambda} \oint_S E(M) \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS, \quad (7.6.1)$$

где

$$E(M) = \sum_j E_j(M) K_j, \quad (7.6.2)$$

и

$$K_j = \frac{1}{2}(\vec{v}, \vec{\kappa}_j) + \frac{1}{2}(\vec{v}, \vec{\rho}_0), \quad (7.6.3)$$

Здесь $E(P)$ - комплексная амплитуда напряженности электрического поля в точке наблюдения P , S - поверхность частицы, $E(M)$ - комплексная амплитуда напряженности электрического поля в точке M на поверхности частицы, ρ - расстояние между точками M и P , \vec{v} - единичный вектор внешней нормали к поверхности частицы в точке M . Индекс j нумерует парциальные световые лучи, выходящие из частицы в пределах элементарной площадки dS на поверхности частицы вблизи точки M , $\vec{\kappa}_j$ - единичный вектор направления луча с номером j , $\vec{\rho}_0$ - единичный вектор, направленный от точки M к точке P (рис. 7.6.1). Круглые скобки в формуле (7.6.3) обозначают скалярное произведение векторов, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны. Величины $E_j(M)$, имеющие смысл комплексных амплитуд парциальных световых лучей (плоских волн) можно вычислить с помощью формул, представленных в работе [68]. В этой работе формулы Френеля представлены в виде, удобном для решения данной задачи, в которой приходится рассматривать большое число локальных систем координат.

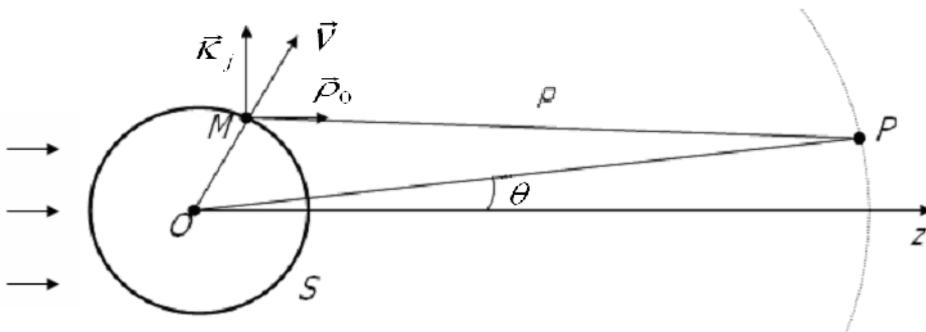


Рис. 7.6.1. Взаимное расположение векторов, используемых для вычисления дифракционного интеграла Кирхгофа.

Дифракционный интеграл (7.6.1) записан в обычном скалярном виде, что соответствует замене всех выходящих из частицы лучей поляризованными лучами с одинаковой поляризацией.

Для численного расчета дифракционного интеграла необходимо поставить в соответствие некоторый элемент поверхности частицы каждому парциальному лучу, выходящему из частицы наружу. Такой элемент поверхности можно ввести на основе представления о парциальных световых пучках.

7.7. Вычисление дифракционного интеграла.

Для вычисления дифракционного интеграла введем понятие парциального светового пучка. Это понятие вводится следующим образом. Падающий на частицу пучок света представим как совокупность парциальных световых пучков. Каждый парциальный пучок характеризуем центральным лучом, направлением распространения \vec{k} , комплексной амплитудой E и площадью поперечного сечения ΔS_{\perp} . В лучеволновом приближении можно проследить за изменением этих величин на всех этапах взаимодействия парциального пучка с рассеивающей свет частицей. В частности, площадь элемента поверхности частицы, освещаемой данным парциальным пучком, есть

$$\Delta S = \frac{\Delta S_{\perp}}{|\vec{v}\vec{k}|}, \quad (7.7.1)$$

где \vec{v} - единичный вектор нормали к поверхности частицы в точке M , в которой центральный луч данного пучка пересекает поверхность частицы.

В результате элементарного акта отражения и преломления света возникают отраженный и преломленный пучки, характеризуемые аналогичными параметрами. Площади поперечных сечений этих пучков задаются формулами

$$\Delta S_{1\perp} = \Delta S \cdot |\vec{v}\vec{k}_1|, \quad \Delta S_{2\perp} = \Delta S \cdot |\vec{v}\vec{k}_2|, \quad (7.7.2)$$

где \vec{k}_1 и \vec{k}_2 - единичные векторы направлений отраженного и преломленного пучков.

Пусть ΔS_j - площадь элемента поверхности частицы, через который парциальный пучок с номером “ j ” выходит из частицы наружу. Каждый такой пучок будем рассматривать как источник элементарной сферической световой волны. Тогда дифракционный интеграл можно записать в виде суммы по парциальным пучкам

$$E(P) = \sum_j \Delta E_j(P). \quad (7.7.3)$$

Здесь индекс “ j ” нумерует парциальные световые пучки, выходящие из частицы,

$$\Delta E_j(P) = \frac{i}{\lambda} E_j(M) K_j \Delta S_j \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} \quad (7.7.4)$$

- элементарное поле рассеяния, $E_j(M)$ - комплексная амплитуда парциального пучка с номером “ j ”, M - точка выхода пучка на поверхности частицы.

7.8. Сечение рассеяния и фазовая функция как характеристики рассеяния света частицей.

Сечение рассеяния σ определим как отношение мощности света, падающего на частицу, к его интенсивности: $\sigma = P_0/I_0$. При численных расчетах эту величину можно вычислить по формуле

$$\sigma = N \cdot \Delta S_{0\perp},$$

где N - число парциальных пучков, падающих на частицу, $\Delta S_{0\perp}$ - площадь поперечного сечения парциального пучка. При этом падающим на частицу считается такой парциальный пучок, у которого центральный луч пересекается с поверхностью частицы.

Результатом расчета в лучеволновом приближении является относительная интенсивность рассеяния или фазовая функция рассеяния света, определенная следующим образом:

$$f(\theta, \varphi) = \frac{I(\theta, \varphi)}{I_0} \frac{4\pi R_0^2}{\sigma},$$

где I – интенсивность рассеянного света, θ - угол рассеяния, φ - угол, определяющий ориентацию плоскости рассеяния, I_0 - интенсивность падающего света, R_0 - радиус сферы наблюдения, σ - сечение рассеяния, которое для сфероида определяется формулой

$$\sigma = \pi a A,$$

где $A^2 = a^2 \cos^2 \theta_0 + b^2 \sin^2 \theta_0$. Здесь a и b – размеры полуосей сфероида, θ_0 – угол наклона оси симметрии сфероида по отношению к падающему пучку (рис. 7.8.1).

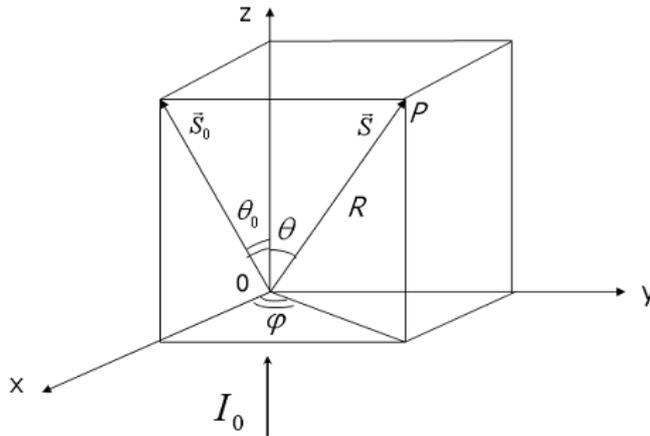


Рис. 7.8.1. Система координат для описания рассеяния света, где $\{X, Y, Z\}$ – лабораторная система координат, O – начало отсчета и центр сфероида, S_0 – направление оси симметрии сфероида, θ_0 – угол наклона оси симметрии сфероида по отношению к направлению падающего светового пучка; θ и φ – угловые координаты точки наблюдения поля P . Угол θ называется углом рассеяния. Угол φ определяет ориентацию плоскости рассеяния по отношению к плоскости, задаваемой падающим пучком и осью симметрии сфероида.

Для проверки точности вычислений мы использовали интеграл энергии, определяемый равенством:

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} f(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta = \frac{P}{P_0},$$

P – полная мощность рассеянного света, P_0 – мощность света падающего на частицу. В наших расчетах величина P/P_0 была близка к единице (отличие от единицы не превышало 4%).

7.9. Приближение физической оптики.

В работах [310, 311, 313] для расчета рассеяния света частицами предложено приближение, названное приближением физической оптики. Это

приближение можно рассматривать как обобщение и уточнение лучеволнового приближения, изложенного в параграфе 7.6. В приближении физической оптики падающий свет и свет внутри частицы представляются набором лучей. Рассеянный свет представляется набором сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы. Математически это приближение описывается дифракционным интегралом вида:

$$-4\pi E_p = \int \left(\phi \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dS,$$

где E_p - амплитуда поля в точке наблюдения, $\frac{\partial}{\partial n}$ - производная по нормали к поверхности частицы, E - напряженность электрического поля на поверхности частицы. Скалярная величина ϕ определяется формулой:

$$\phi = \frac{1}{r} \exp \left[\frac{2\pi i r}{\lambda} \right],$$

где r - расстояние от элемента на поверхности частицы dS до точки наблюдения поля P .

Основное отличие приближения физической оптики от лучеволнового приближения заключается в том, что приближение физической оптики учитывает кривизну элемента поверхности частицы, на котором происходит отражение и преломление парциального светового пучка. В лучеволновом приближении элементы поверхности частицы считаются плоскими. С физической точки зрения это означает, что реальная поверхность частицы (например, поверхность сфероида, эллипсоида или двояковогнутого диска) заменяется поверхностью некоторого многогранника. В частности, все грани аппроксимирующего многогранника могут быть треугольниками. При такой аппроксимации все парциальные пучки сохраняют плоские волновые фронты. Если же учесть кривизну элемента поверхности частицы, то нужно принять во внимание искривление волнового фронта парциального светового пучка, испытывающего отражение и преломление на данном элементе поверхности частицы. Искривление волнового фронта, в свою очередь, влечет возможность фокусировки или дефокусировки парциальных световых пучков, а также появление у них каустик, на которых происходят скачки фазы световой волны. Именно эти эффекты и учитываются в приближении физической оптики. В математическом отношении приближение физической оптики является более сложным, чем лучеволновое приближение. Однако, как показывают наши расчеты, эффекты, связанные с искривлением

волновых фронтов парциальных световых пучков, по-видимому, не играют существенной роли в рассеянии света частицами, моделирующими красные клетки крови.

7.10. Рассеяние лазерного излучения на цилиндрической частице.

Как отмечалось выше, важной прикладной задачей является описание рассеяния света эритроцитами, находящимися в плазме крови. Поэтому для расчетов мы выбирали параметры размера и относительный показатель преломления частиц, близкие к параметрам эритроцитов в крови.

В качестве тестовой задачи мы рассмотрели рассеяние плоской световой волны на диэлектрическом цилиндре в предположении, что падающая световая волна распространяется вдоль оси симметрии цилиндра (рис. 7.10.1). В этом случае картина рассеяния может быть рассчитана по формуле (7.6.1) аналитически и сильно напоминает картину дифракции света на круглом отверстии (“картина Эри”). Это подтверждается расчетом, выполненным с использованием ДДП. Разумеется, в приближении геометрической оптики такая картина получена быть не может, поэтому лучеволновое приближение имеет очевидное преимущество перед приближением ГО.

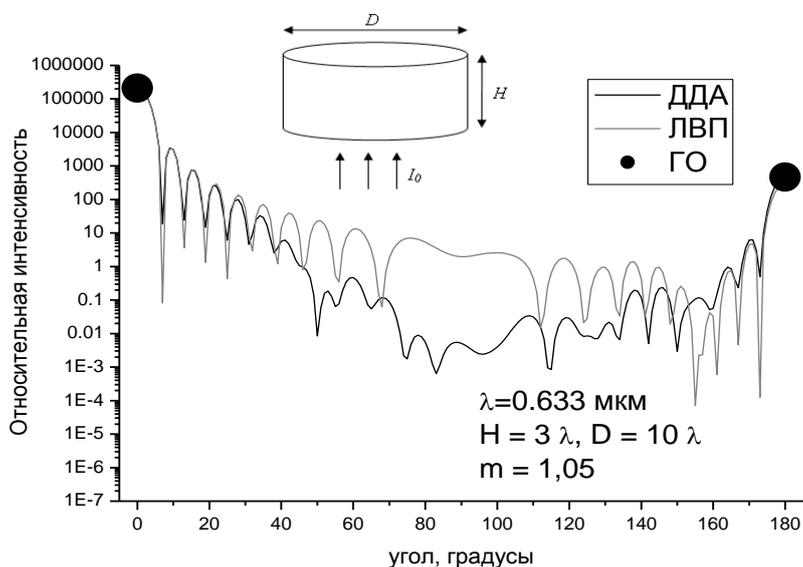


Рис. 7.10.1. Рассеяние света на частице, имеющей форму цилиндра: сравнение ДДП, ЛВП и ГО.

7.11. Рассеяние лазерного излучения на сферических частицах.

На рисунках 7.11.1, 7.11.2 представлены угловые зависимости интенсивности рассеянного света для частиц сферической формы. Отметим

хорошее совпадение данных, полученных с использованием ЛВП и теории Ми. Сравнивая рисунки 7.5.2 и 7.11.1, можно сделать вывод, что ЛВП дает более высокую точность результатов, чем приближение ГО. При этом, однако, время расчета возрастает незначительно. Так, для шара диаметром 4 мкм вычисление индикатрисы рассеяния в ЛВП заняло 15 минут, а для шара диаметром 10 мкм – 20 минут.

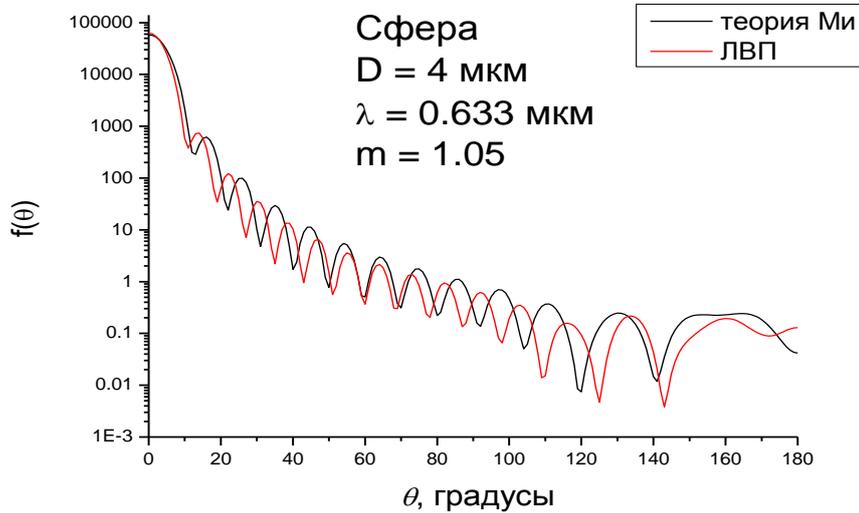


Рис. 7.11.1. Рассеяние света на частице, имеющей сферическую форму: сравнение теории Ми и ЛВП. Диаметр сферы 4 мкм, длина волны излучения 0.633 мкм, относительный показатель преломления 1.05. Время счета в ЛВП 15 минут.

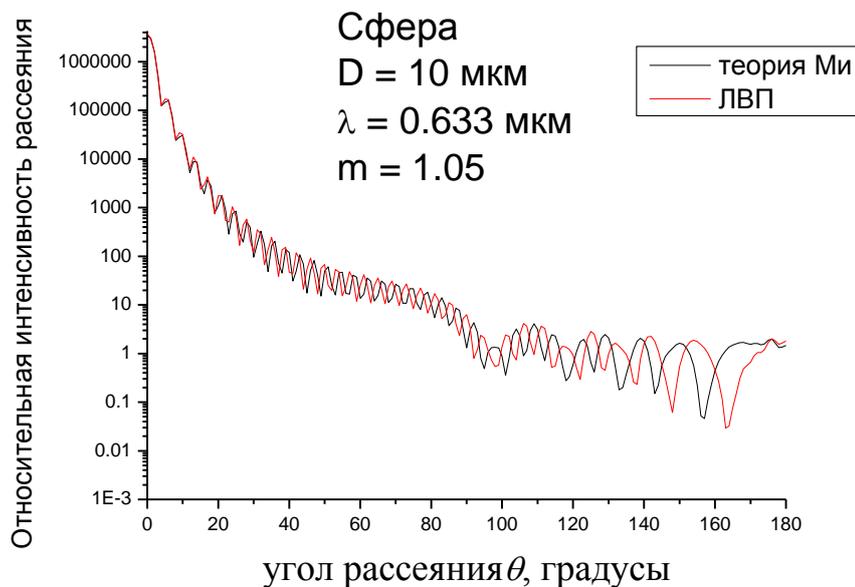


Рис. 7.11.2. Рассеяние света на частице, имеющей сферическую форму: сравнение теории Ми и ЛВП. Диаметр сферы 10 мкм, длина волны излучения 0.633 мкм, относительный показатель преломления 1.05. Время счета в ЛВП 20 минут.

7.12. Рассеяние лазерного излучения на сфероидальных частицах.

Мы провели расчеты рассеяния света на сфероидах для различных значений параметров, определяющих размеры сфероидов, относительный показатель преломления, ориентацию сфероида в пространстве и ориентацию плоскости рассеяния. Расчеты проводились для дальней зоны (радиус сферы наблюдения $R_0 = 100$ мкм) с использованием различных методов, а именно, дискретно-дипольного приближения (ДДП) и лучево-волнового приближения (ЛВП). Результаты представлены на рисунках 7.12.1 - 7.12.3. Для наглядности на рисунках показана ориентация оси симметрии сфероида (пунктирная линия) по отношению к направлению падающего пучка (стрелки). Время расчета в ЛВП обычно составляло порядка 15 - 20 минут. Время расчета в ДДП составляло около 2 часов.

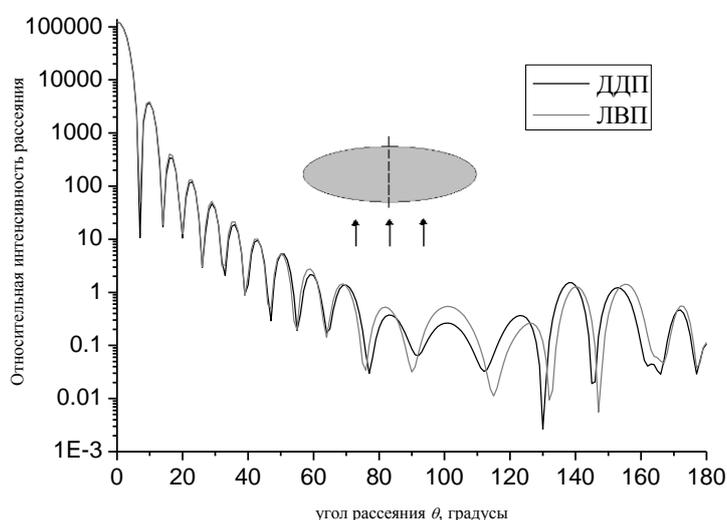


Рис. 7.12.1. Диаграммы рассеяния лазерного излучения на сфероиде при облучении его вдоль оси симметрии ($\theta_0 = 0^\circ$), полученные в дискретно-дипольном и луче-волновом приближениях. Полуоси сфероида $a = 3,25$ мкм, $b = 1,15$ мкм; относительный показатель преломления $n = 1,05$. Поскольку падающий луч параллелен оси симметрии частицы, картина рассеяния не зависит от выбора угла φ , задающего ориентацию плоскости рассеяния.

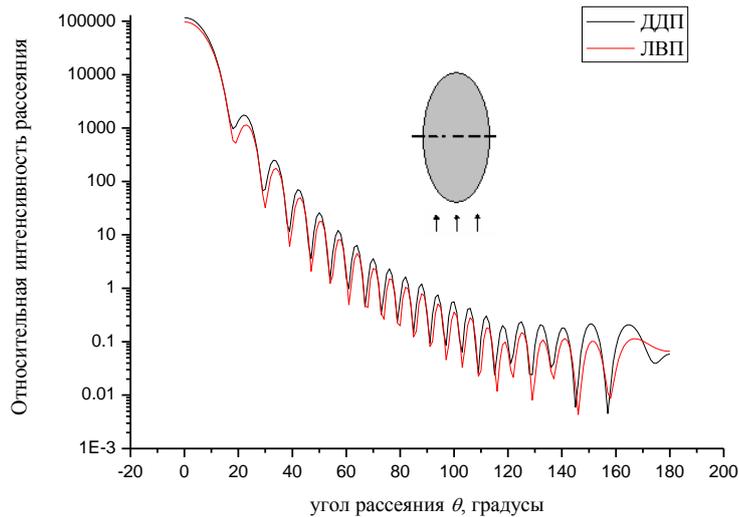


Рис. 7.12.2. Диаграммы рассеяния лазерного излучения на сфероиде, полученные в дискретно-дипольном и луче-волновом приближениях. Падающий пучок перпендикулярен оси симметрии сфероида ($\theta_0 = 90^\circ$). Плоскость рассеяния определяется направлением падающего пучка и осью симметрии сфероида ($\varphi = 0^\circ$). Полуоси сфероида $a = 3,25$ мкм, $b = 1,15$ мкм; относительный показатель преломления $n = 1,05$.

Из рисунков 7.12.1 и 7.12.2 видно, что лучеволновое приближение обеспечивает высокую точность расчетов, особенно в области малых углов рассеяния. Хорошее совпадение диаграмм рассеяния на этих рисунках подтверждает адекватность обоих использованных алгоритмов расчета: дискретно-дипольного и лучеволнового.

В проделанных выше расчетах рассеивающая частица считалась оптически мягкой, поскольку имела относительный показатель преломления $n = 1,05$. Это соответствует случаю рассеяния света на эритроците в плазме крови. Интересно посмотреть, как меняется картина рассеяния при увеличении оптической плотности частицы. В качестве примера на рис. 7.12.3 показана картина рассеяния света на сфероиде с относительным показателем преломления $n = 1,33$. Как видно из рисунка, в этом случае качество совпадения кривых полученных методами ЛВП и ДДП остается хорошим. Что касается времени счета, то в методе ЛВП оно остается прежним (≈ 15 мин.), а в ДДП значительно возрастает (≈ 170 мин.). Для частицы той же формы с относительным показателем преломления равным 1,5 расчет методом ДДП на данном компьютере требует более суток.

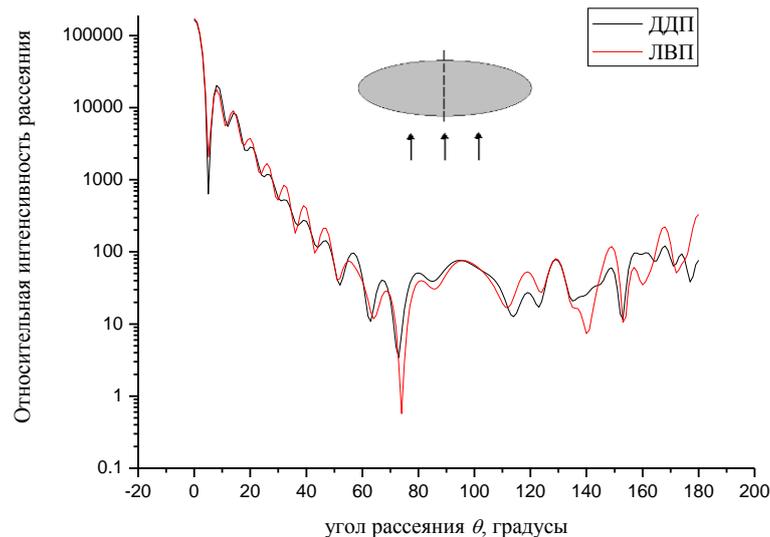


Рис. 7.12.3. Диаграммы рассеяния лазерного излучения на сфероиде при облучении его вдоль оси симметрии ($\theta_0 = 0^\circ$), полученные в дискретно-дипольном и лучеволновом приближениях. Полуоси сфероида $a = 3,25$ мкм, $b = 1,15$ мкм; относительный показатель преломления $n = 1,33$. Поскольку падающий луч параллелен оси симметрии частицы, картина рассеяния не зависит от выбора угла φ , задающего ориентацию плоскости рассеяния.

7.13. Обсуждение результатов.

В данной главе диссертации предложено лучеволновое приближение для расчетов рассеяния света прозрачной диэлектрической частицей, размер которой значительно превышает длину световой волны. В этом приближении падающее излучение и свет внутри частицы представляются набором лучей, а свет за ее пределами – в виде набора сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы. Показано, что лучеволновое приближение сравнимо по точности с дискретно-дипольным приближением, но значительно превосходит последнее по скорости счета для частиц, параметр размера которых превышает 50. Лучеволновое приближение перспективно для быстрых расчетов параметров рассеяния света крупными биологическими частицами такими, как эритроциты и их агрегаты, бактерии и пр. На рисунке 7.13.1 показаны области применимости дискретно-дипольного приближения, лучеволнового приближения и приближения геометрической оптики на шкале размеров частиц. Для частиц с параметром размера от 0 до 50 хорошо работает дискретно-дипольное приближение. Для частиц с параметром размера более 500 применимо приближение геометрической оптики. Эритроциты и их агрегаты имеют параметры

размеров от 50 до 500. Именно в этой области применимо лучеволновое приближение.

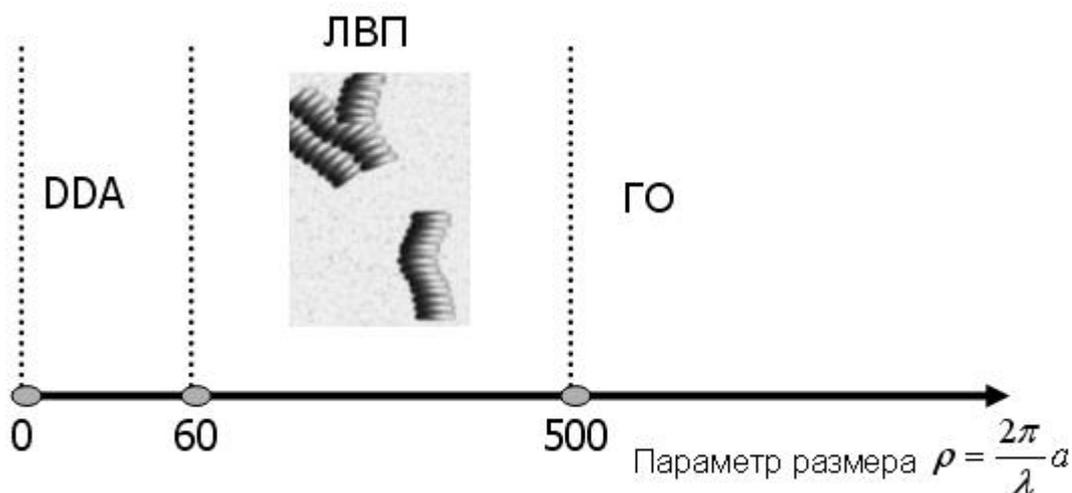


Рис. 7.13.1. Области применимости дискретно-дипольного приближения (ДДП), лучеволнового приближения (ЛВП) и приближения геометрической оптики (ГО) для расчета рассеяния света частицами несферической формы.

Основные результаты

В седьмой главе диссертации для расчетов рассеяния лазерного пучка эритроцитами и их агрегатами предложено новое приближение, названное лучеволновым приближением. В этом приближении падающее излучение и свет внутри частицы рассматриваются как набор лучей, а свет за ее пределами как набор сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы. Показано, что лучеволновое приближение соизмеримо по точности с дискретно-дипольным приближением, но существенно превосходит последнее по скорости счета для частиц с волновым параметром размера более 50.

Благодарности.

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность моим коллегам

Юрию Евгеньевичу Дьякову,
Сергею Александровичу Ахманову,
Павлу Андреевичу Апанасевичу,
Валентину Антоновичу Орловичу,
Александрю Степановичу Грабчикову
Владимиру Григорьевичу Тункину,
Сергею Александровичу Магницкому,
Вячеславу Борисовичу Морозову,
Александрю Васильевичу Приезжеву,
Андрею Егоровичу Луговцову,
Владиславу Дмитриевичу Устинову,

моим студентам и аспирантам

Дмитрию Владимировичу Коломойцеву,
Игорю Николаевичу Жмакину,
Дмитрию Анатольевичу Сивашову,
Леониду Петровичу Платонову,
Ольге Михайловне Билак,
Марии Антоновне Кормачевой,

а также моей жене

Ольге Викторовне Никитиной

и сыну

Дмитрию Сергеевичу Никитину.

СПАСИБО!

С. Ю. Никитин

Апрель 2015 года.

Литература.

1. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. О взаимодействии и конкуренции прямого и обратного рассеяний при ВКР. Квантовая электроника, 1982, т. 9, N 6, с. 1259.
2. Дьяков Ю.Е., Искандеров Н.А., Никитин С.Ю. Резонансное и параметрическое взаимодействие случайного светового поля с нелинейной средой (стохастические и многомодовые модели). Известия АН СССР. Серия физическая, 1982, т. 46, N 8, с. 1463-1477.
3. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Методы анализа эффектов дефазировки в стационарной и нестационарной активной спектроскопии. Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Часть 1, с. 243-244, Ереван, 1982.
4. Никитин С.Ю. Рассеяние и преобразование лазерного излучения на когерентных молекулярных колебаниях. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1983.
5. Дьяков Ю.Е., Крикунов С.А., Магницкий С.А., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Нестационарная когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния газообразного водорода в области сужения Дики. ЖЭТФ, 1983, т. 84, N 6, с. 2013-2025.
6. Дьяков Ю.Е., Крикунов С.А., Магницкий С.А., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Пикосекундная КАРС молекулярных газов: теория и эксперимент. В книге: «Комбинационное рассеяние света. Шушенское-83. Совещание по спектроскопии комбинационного рассеяния. Краевая конференция по комбинационному рассеянию света. Тезисы докладов». Красноярск, 1983, с. 10-11.
7. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Спектр сигнала АСКР при насыщении колебательного перехода. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1984, т. 25, N 5, с. 41-47.
8. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М., издательство Московского университета, 1985.

9. Никитин С.Ю. Влияние некогерентности лазерных импульсов на характеристики сигнала нестационарной активной спектроскопии. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1985, т. 26, N 3, с. 48.
10. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Эффекты насыщения в активной спектроскопии комбинационного рассеяния: учет немонохроматичности возбуждающего излучения и нестационарности процесса возбуждения. Сопоставление теории с экспериментом. Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Москва, 1985, с. 221-222.
11. Никитин С.Ю. Влияние некогерентности лазерных импульсов на характеристики сигнала нестационарной активной спектроскопии. Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Москва, 1985, с. 237-238.
12. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ столкновительного сужения Q-полосы моды ν_1 молекулы CO_2 , наблюдаемого в области низких давлений газа. Оптика и спектроскопия, 1985, т. 59, N 5, с. 1021.
13. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Влияние некогерентности лазерных импульсов на сигнал нестационарной активной спектроскопии при зондировании неоднородно уширенных переходов. Оптика и спектроскопия, 1986, т. 60, N 3, с. 559.
14. Никитин С.Ю. Когерентные эффекты в спектроскопии насыщения. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1986, т. 27, N 4, с. 47.
15. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ влияния частотного обмена на сигнал нестационарной активной спектроскопии. Оптика и спектроскопия, 1986, т. 61, N 6, с. 1201.
16. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Эффекты насыщения в активной спектроскопии комбинационного рассеяния: учет немонохроматичности возбуждающего излучения и нестационарности процесса возбуждения. Оптика и спектроскопия, 1987, т. 62, N 3, с. 538-546.

17. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. ВКР лазерного излучения с широким угловым спектром (обзор). Квантовая электроника, 1987, т. 14, N 10, с. 1925-1957.
18. Гахович Д.Е., Грабчиков А.С., Дьяков Ю.Е., Жмакин И.Н., Козич В.П., Кот Г.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Обратное ВКР в условиях жесткой фокусировки накачки. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Часть 2, с. 189-190, Минск, 1988.
19. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ экспериментальных данных по нестационарной активной спектроскопии молекулярного азота в приближении сильных столкновений. Оптика и спектроскопия, 1989, т. 66, N 2, с. 286.
20. Апанасевич П.А., Гахович Д.Е., Грабчиков А.С., Дьяков Ю.Е., Жмакин И.Н., Козич В.П., Кот Г.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Обратное ВКР в условиях жесткой фокусировки накачки. Известия АН СССР, серия физическая, 1989, т. 53, N 6, с. 1031-1037.
21. Морозов В.Б., Никитин С.Ю., Платонов Л.П., Тункин В.Г. Эффект насыщения в нестационарной активной спектроскопии. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1989, т. 30, N 3, с. 32-38.
22. Никитин С.Ю., Платонов Л.П. Эффект насыщения в нестационарной активной спектроскопии: трехволновая модель. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1990, т. 31, N 1, с. 48-54.
23. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Зависимость эффективности стационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния от длины волны и спектральной ширины возбуждающего света. Препринт Института Физики АН БССР. Минск, 1990, N 600, с. 1-42.
24. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Изучение сверхбыстрых процессов в молекулах методами нестационарной спектроскопии. Тезисы докладов V Советско-Чехословацкого семинара «Исследование структуры, физических свойств и энергетики биологически-активных молекул». Кошице – Прага, 1990, с. 16-19.

25. Коломойцев Д.В., Лободенко Е.И., Магницкий С.А., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Анализ экспериментальных данных по нестационарной активной спектроскопии газообразного аммиака. *Оптика и спектроскопия*, 1991, т. 70, N 2, с. 321-325.
26. Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Physical effects in time-domain CARS of molecular gases. *Proceedings of SPIE*, 1991, v. 1402, p. 11-30.
27. Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. New problems of femtosecond time-domain CARS of large molecules. *Proceedings of SPIE*, 1991, v. 1402, p. 31-43.
28. Burshtein A.I., Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu., Storozhev A.V. Manifestation of adiabaticity and of strength of rotational inelastic collisions in time domain spectra of nitrogen. *Chemical Physics*, 1991, v. 150, N 2, p. 231.
29. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Квантовые биения в условиях частотного обмена. *Оптика и спектроскопия*, 1991, т. 71, N 5, с. 809.
30. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ данных нестационарной спектроскопии аммиака и метана. Тезисы докладов XIV Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Часть 2, с. 145, Ленинград, 1991.
31. Жмакин И.Н., Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Динамика обратного вынужденного комбинационного рассеяния: численный эксперимент. Тезисы докладов XIV Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Часть 1, с. 175-176, Ленинград, 1991.
32. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Стационарное обратное ВКР монохроматической накачки. Тезисы докладов XIV Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Часть 1, с. 176-177, Ленинград, 1991.
33. Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Analysis of experimental data on time-domain spectroscopy of ammonia and methane. VII International

- Symposium "Ultrafast Processes in Spectroscopy". Book of abstracts. Bayreuth, Germany, 1991.
34. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Стационарное обратное вынужденное комбинационное рассеяние в условиях немонахроматической накачки. Известия Академии наук, серия физическая, 1992, т. 56, N 12, с. 19-28.
 35. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. К теории нестационарной спектроскопии неоднородно уширенных переходов. Оптика и спектроскопия, 1992, т. 73, N 5, с. 862-874.
 36. Жмакин И.Н., Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Динамика обратного вынужденного комбинационного рассеяния: численный эксперимент. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1992, т. 33, N 1, с. 65.
 37. Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние сфокусированного пучка накачки: численный эксперимент. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1992, т. 33, N 6, с. 69.
 38. Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние гауссова импульса накачки: численный эксперимент. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1992, т. 33, N 4, с. 66.
 39. Ganikhanov F.Sh., Kolomoitsev D.V., Konovalov I.G., Morozov V.B., Nikitin S.Yu., Tunkin V.G. Time-domain CARS of atomic Thulium. Analysis of experimental results. Proceedings of the XIII International conference on Raman Spectroscopy. Wurzburg, Germany, 1992, p. 232-233.
 40. Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Analysis of experimental data on time-domain spectroscopy of molecular gases. International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy. Bayreuth, 1991. IOP Publishing Ltd., 1992, p. 213-216.
 41. D'yakov Yu.E., Nikitin S.Yu. Noise pumping in nonlinear optical processes: Part 1 – stimulated Raman scattering of light. Proceedings of SPIE, 1992, v. 1841, p. 296-312.

42. D'yakov Yu.E., Nikitin S.Yu. Noise pumping in nonlinear optical processes: Part 2 – parametric amplification of light and Raman scattering in a selective resonator. *Proceedings of SPIE*, 1992, v. 1841, p. 313-327.
43. Apanasevich P.A., D'yakov Yu.E., Kotaev G.G., Kruglik S.G., Nikitin S.Yu., Orlovich V.A. Efficiency of steady-state backward stimulated Raman scattering as a function of the wavelength and spectral line width of pump radiation. *Laser Physics*, 1993, v. 3, N 1, p. 131-139.
44. НИКИТИН С.Ю., Сивашов Д.А. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние в режиме компрессии импульса: численный эксперимент. *Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия*, 1993, т. 34, N 2, с. 31-37.
45. Ганиханов Ф.Ш., Коломойцев Д.В., Коновалов И.Г., Кулясов В.Н., Морозов В.Б., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Исследование столкновительной дефазировки и спектрального обмена в атомах тулия методом нестационарной КАРС-спектроскопии. *Известия Академии наук, серия физическая*, 1993, т. 57, N 2, с. 154-164.
46. Koroteev N.I., Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Time-domain coherent polarization spectroscopy of inhomogeneously broadened transitions: the theory and experimental possibilities. *Book of abstracts of VI International Conference on Time-Resolved Vibrational Spectroscopy*. Berlin, Germany, 1993, p. 32.
47. Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Collisional dephasing processes in molecular and atomic gases. *Proceedings of 8-th International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy*. Vilnius, Lithuania, 1993.
48. Koroteev N.I., Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Time-domain coherent polarization spectroscopy of inhomogeneously broadened transitions: the theory and experimental possibilities. In: *Springer Proceedings in Physics*, vol. 74. *Time-Resolved Vibrational Spectroscopy VI*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1994, p. 34-38.
49. Nikitin S.Yu., Kolomoitsev D.V. On the theory of Time-Domain Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy of Inhomogeneously Broadened

- Transitions. In: Proceedings of XIV International Conference on Raman Spectroscopy. Hong Kong, 1994. John Wiley and Sons, p. 66-67.
50. Билак О.М., Никитин С.Ю. К теории вынужденного комбинационного рассеяния света в плазме. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1996, N 4, с. 64.
51. Билак О.М., Никитин С.Ю. О возможности подавления вынужденного комбинационного рассеяния в плазме за счет быстрой частотной модуляции излучения накачки. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1996, N 5, с. 40.
52. Билак О.М., Никитин С.Ю. О влиянии антистоксовой компоненты на инкремент вынужденного комбинационного рассеяния света в плазме. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1997, N 5, с. 40.
53. Akhmanov S.A., Nikitin S.Yu. Physical optics. Clarendon Press, Oxford, 1997.
54. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М., издательство Московского университета, 1998.
55. Nikitin S.Yu. Effect of the anti-Stokes scattering on the stimulated Raman gain in plasma. XVI International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Moscow, Russia, 1998. Technical Digest, p. 301.
56. Nikitin S.Yu. A new technique for suppressing of stimulated Raman scattering in plasma of the laser fusion: fast frequency modulation of the pumping radiation. XVI International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Moscow, Russia, 1998. Technical Digest, p. 302.
57. Nikitin S.Yu. Effect of the anti-Stokes scattering on the stimulated Raman gain in plasma. Proceedings of SPIE, 1999, v. 3735, p. 284-290.
58. Nikitin S.Yu. A new technique for suppressing of stimulated Raman scattering in plasma of the laser fusion: fast frequency modulation of the pumping radiation. Proceedings of SPIE, 1999, v. 3735, p. 291-300.

59. Morozov V.B., Nikitin S.Yu., Olenin A.N., Tunkin V.G., Kuliasov V.N. Coherent effects observed on thallium Raman transition. Technical Digest of Second Italian-Russian Symposium on Ultrafast Optical Physics. Moscow, Russia, 1999, p. 55.
60. Morozov V.B., Nikitin S.Yu., Olenin A.N., Tunkin V.G., Kuliasov V.N. Coherent effects on Raman transition in biharmonic pulse excitation. Book of abstracts of XVIII European CARS Workshop – CARS and related gas-phase diagnostics. Frascati, Italy, 1999.
61. Nikitin S.Yu. Polarizability difference at the transition as a characteristic of Raman-active properties of a molecule. XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Minsk, Belarus, 2001. Technical Digest, WY16.
62. НИКИТИН С.Ю. Разность поляризуемостей как характеристика комбинационно-активных свойств молекулы. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 2002, N 3, с. 50.
63. Nikitin S.Yu. Polarizability difference at the transition as a characteristic of Raman-active properties of a molecule. Proceedings of SPIE, 2002, v. 4748, p. 140.
64. НИКИТИН С.Ю. Оценка размера молекулы с помощью измерений нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 2004, N 1, с. 42-44.
65. Nikitin S.Yu. Evaluation of a molecule size using data of the time-domain coherent anti-Stokes Raman spectroscopy. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. St. Petersburg, Russia, 2005. Technical Digest (на компакт-диске).
66. Nikitin S.Yu. Evaluation of a molecule size using data of the time-domain coherent anti-Stokes Raman spectroscopy. Proceedings of SPIE, 2006, v. 6259, p. 62590X.
67. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Nikitin S.Yu. Light scattering by arbitrary oriented optically soft spheroidal particles: calculation in geometric optics approximation. IX International Conference on Electromagnetic and Light

- Scattering by Non-Spherical Particles: Theory, Measurements and Applications. St. Petersburg, Russia, 2006. Book of abstracts, p. 167-169.
68. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Nikitin S.Yu. Light scattering by arbitrary oriented optically soft spheroidal particles: calculation in geometric optics approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2007, v. 106, p. 285-296.
 69. A.E. Lugovtsov, A.V. Priezzhev, S.Yu. Nikitin, V.B. Koshelev. Laser diffraction analysis of shear deformability of human and rat erythrocytes in norm and ischemia. *Proceedings of SPIE*, 2007, 6534, 65343M.
 70. A. Lugovtsov, A. Priezzhev, S. Nikitin. Light scattering by biological spheroidal particles in geometric optics approximation. *Proceedings of SPIE*, 2007, 6534, 65340N.
 71. A.E. Lugovtsov, A.V. Priezzhev, S.Yu. Nikitin, V.B. Koshelev. Diffractometry analysis of human and rat erythrocytes deformability under ischemia. *Proceedings of SPIE*, 2007, 6633, 66332G.
 72. Луговцов А.Е., Никитин С.Ю., Приезжев А.В. Лучеволновое приближение для расчета рассеяния лазерного излучения прозрачной диэлектрической сфероидальной частицей. *Квантовая электроника*, 2008, т. 38, N 6, с. 606-611.
 73. A.E. Lugovtsov, A.V. Priezzhev, S.Yu. Nikitin. Red Blood Cells in Laser Beam Field: Calculations of Light Scattering. *Proceedings of SPIE*, 2008, 7022, 70220Y.
 74. A.V. Priezzhev, S.Yu. Nikitin, A.E. Lugovtsov. Ray-wave approximation for the calculation of laser light scattering by transparent dielectric particles, mimicking red blood cells or their aggregates. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2009, v. 110, N 14-16, p. 1535-1544.
 75. С.Ю. Никитин. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света как метод измерения коэффициента диффузии и размера молекул в газообразной среде. *Квантовая электроника*, 2009, т. 39, N 7, с. 649-652.

76. С.Ю.Никитин, А.Е.Луговцов, А.В.Приезжев. К проблеме видности дифракционной картины в лазерной дифрактометрии эритроцитов. Квантовая электроника, 2010, том 40, N 12, с. 1074-1076.
77. С.Ю.Никитин, А.Е.Луговцов, А.В.Приезжев. Оптические методы исследования микрореологических свойств эритроцитов. III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика - 2010» 21-25 июня 2010 г. Сборник материалов. Том 3. Москва, 2010, стр. 84-86.
78. S.Yu.Nikitin, A.E.Lugovtsov, A.V.Priezzhev. Theoretical and practical aspects of laser diffractometry of red blood cells. International symposium on laser medical applications. Moscow July 5-July 6, 2010. Book of abstracts, pp. 30-31.
79. С.Ю.Никитин, А.Е.Луговцов, А.В.Приезжев, В.Д.Устинов. Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в эктацитометре. Квантовая электроника, 2011, т. 41, N 9, с. 843-846.
80. S.Yu. Nikitin, A.V. Priezzhev, and A.E. Lugovtsov. Laser Diffraction by the Erythrocytes and Deformability Measurements. In: Advanced Optical Flow Cytometry: Methods and Disease Diagnoses, First Edition. Edited by Valery V. Tuchin, Published by Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2011, p. 133-154.
81. A. Priezzhev, S. Nikitin, A. Lugovtsov. Analysis of laser beam scattering by an ensemble of particles modeling red blood cells in ektacytometer. *Atti della Accademia Peloritana dei Pericolanti Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali* 2011, Vol. 89, Suppl. No. 1, P077 1- 4.
82. A.E.Lugovtsov, S.Yu.Nikitin, A.V.Priezzhev. Theoretical and experimental development of laser diffractometry of red blood cells. 19-th International Conference on Advanced Laser Technologies (3-8 September 2011, Golden Sands resort, Bulgaria). Book of Abstracts, p. 111-112.
83. А.В. Приезжев, А.Е. Луговцов, С.Ю. Никитин, Ю.С. Самсонова, В.Г. Ионова, Ч.-Л. Ченг, Е.В. Переведенцева, С.Л. Чен. Оптические исследования взаимодействий наночастиц алмаза с компонентами крови при измерении *in vitro*. Тезисы докладов международной научно-

технической конференции «Оптические методы исследования потоков» Москва, 2011 г. (на компакт-диске).

84. А.Ю. Маклыгин, А.В. Приезжев, А.В. Карменян, С.Ю. Никитин, И.С. Оболенский, А.Е. Луговцов, Кисун Ли. Измерение силы взаимодействия между эритроцитами в агрегате с помощью лазерного пинцета. Квантовая электроника, 2012, т. 42, N 6, с. 500-504.
85. С.Ю. Никитин, М.А. Кормачева, А.В. Приезжев, А.Е. Луговцов. О возможности измерения дисперсии деформируемости эритроцитов методом лазерной эктацитометрии. V Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине». Сборник материалов, том 1, с. 261-263, (4 - 8июня 2012).
86. Ли Кисун, Самсонова Ю.С., Маклыгин А.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Никитин С.Ю., Фадюкова О.Е., Кошелев В.Б. Измерение модулей упругости эритроцитов методами лазерной дифрактометрии и оптического захвата. IV съезд биофизиков России, 20-26 августа 2012 года, Нижний Новгород. Симпозиум I. «Физико-химические основы функционирования биополимеров и клеток». Материалы докладов, стр. 175.
87. A.V.Priezzhev, S.Yu.Nikitin, M.A.Kormacheva, A.E.Lugovtsov. Broadening the functionality of laser ektacytometry. 20-th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT-12). 2 - 6 September 2012, Thun, Switzerland. Book of Abstracts, p. 263-264.
88. Sergey Yu. Nikitin, Maria A. Kormacheva, Alexander V. Priezzhev, and Andrey E. Lugovtsov. Evaluation of the red blood cells shape parameter variance from the data of laser ektacytometry. Russian-Chinese Workshop on Biophotonics and Biomedical Optics. September 26 – 28, 2012. Book of abstracts. Saratov State University, Saratov, Russia.
89. M.D.Lin, G.M.Naumova, V.B.Koshelev, S.Yu.Nikitin, M.A.Kormacheva, A.V.Priezzhev, A.E.Lugovtsov. Possibility of measurements the dispersion of erythrocytes deformability by means of laser ektacytometry technique. 4-th Eurosummer school on biorheology and symposium on micro and nanomechanics and mechanobiology of cells, tissues and systems. Varna, Bulgaria, August 29 – September 2, 2012. Scientific program and abstracts, p. 52.

90. Никитин С.Ю., Кормачева М.А., Приезжев А.В., Луговцов А.Е. Рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в эктацитометре. Квантовая электроника, 2013, т. 43, N 1, с. 90-93.
91. S. Yu. Nikitin, A.V. Priezzhev, A. E. Lugovtsov. Analysis of laser beam scattering by an ensemble of particles modeling red blood cells in ektacytometer. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2013, v. 121, p. 1-8.
92. Никитин С.Ю. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах и статистическая механика газообразной среды. Ломоносовские чтения - 2013. Секция физики. Сборник тезисов докладов. – М., Физический факультет МГУ, 2013, с. 5-13.
93. S.Yu. Nikitin, M.A. Kormacheva, A.V. Priezzhev, A.E. Lugovtsov, V.D. Ustinov. Laser diffractometry and evaluation of statistical characteristics of inhomogeneous ensembles of red blood cells. International conference Days on Diffraction 2013. Saint Petersburg, May 27 – 31, 2013. Abstracts, p.66-67.
94. V.D. Ustinov, S.Yu. Nikitin, A.V. Priezzhev, A.E. Lugovtsov. Effect of particle size distribution on the parameters of the diffraction pattern obtained by laser diffractometry technique. International conference Days on Diffraction 2013. Saint Petersburg, May 27 – 31, 2013. Abstracts, p. 87.
95. A.E.Lugovtsov, A.V.Priezzhev, S.Yu.Nikitin, V.B.Koshelev, O.E.Fadyukova, G.M.Naumova, M.D.Lin, E.V.Perevedentseva, C.L.Cheng. Optical study of the effect of carbon nanoparticles on human and rat blood microrheological properties. 11th International Conference on Photonics and Imaging in Biology and Medicine. May 26 – 29th, 2013, Wuhan, Hubei, P.R.China. Book of abstracts, p. 42 – 43.
96. С.Ю.НИКИТИН, М.А.КОРМАЧЕВА, А.В.ПРИЕЗЖЕВ, А.Е.ЛУГОВОЦОВ, В.Д.УСТИНОВ, В.Б.КОШЕЛЕВ, О.Е.ФАДЮКОВА, М.Д.ЛИН, Г.М.НАУМОВА, Л.А.КВАРТАЛЬНОВ. Оценка параметров распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной дифрактометрии в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Международная конференция по

микроциркуляции и гемореологии, Ярославль, 2013. Материалы конференции, с. 42.

97. S.Yu. Nikitin, M.A. Kormacheva, A.V. Priezzhev, A.E. Lugovtsov, V.D. Ustinov. Laser diffractometry as a means for assessing statistical characteristics of inhomogeneous ensembles of erythrocytes. International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2013). June 18-22, 2013, Moscow, Russia. Technical Digest (на компакт-диске).
98. S.Yu. Nikitin. Time-domain coherent anti-Stokes Raman scattering and statistical mechanics of gaseous medium. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2013). June 18-22, 2013, Moscow, Russia. Technical Digest (на компакт-диске).
99. S.Yu. Nikitin, M.A. Kormacheva, A.V. Priezzhev, A.E. Lugovtsov, V.D. Ustinov. Evaluation of the fraction of poorly deformable erythrocytes in blood samples by means of laser diffractometry. International conference on Electromagnetic and Light Scattering (ELS 2013), June 17–21, 2013, Lille, France, Abstracts, p. 170.
100. V.D. Ustinov, S.Yu. Nikitin, A.V. Razgulin, A.V. Priezzhev, A.E. Lugovtsov. Particle sizing by laser diffractometry of polydisperse suspensions: uniqueness of the inverse problem solution. International conference on Electromagnetic and Light Scattering (ELS 2013), June 17–21, 2013, Lille, France, Abstracts, p. 179.
101. A.E. Lugovtsov, A.V. Priezzhev, S.Yu. Nikitin, V.D. Ustinov, M.A. Kormacheva, V.B. Koshelev, O.E. Fadyukova, M.D. Lin. Evaluation of the fraction of poorly deformable red cells in dilute blood samples in vitro by means of laser diffractometry. The 21th annual International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'13). Budva, Montenegro, September 16–20, 2013. Book of abstracts, p.34.
102. Никитин С.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Устинов В.Д. Измерение асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной эктацитометрии. Квантовая электроника, 2014, т. 44, N 8, с. 774 – 778.
103. Nikitin S.Yu, Priezzhev A.V., Lugovtsov A.E., Ustinov V.D., Razgulin A.V. Laser ektacytometry and evaluation of statistical characteristics of

inhomogeneous ensembles of red blood cells. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2014, v. 146, p. 365 – 375.

104. Никитин С.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Устинов В.Д. Новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов. Ломоносовские чтения - 2014. Секция физики. Сборник тезисов докладов. – М., Физический факультет МГУ, 2014, с. 5-12.
105. V.D. Ustinov, S.Yu.Nikitin, A.E. Lugovtsov, A.V. Priezzhev, A.V.Razgulin. Retrieval of erythrocytes distribution in shear-induced elongations by means of laser diffractometry. 7th International Conference "Inverse problems: modeling and simulation"(IPMS-2014), Fethiye, Turkey, May 26-31, 2014. Book of Abstracts, p.140.
106. С.Ю.Никитин, А.В.Приезжев, А.Е.Луговцов, В.Д.Устинов. Современные проблемы лазерной дифрактометрии эритроцитов. VI Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине», 2 – 6 июня 2014 г. Сборник материалов, секция Биомедицинская фотоника, стр. 16 - 18. ТРОВАНТ, Троицк, 2014. Электронная версия сборника представлена на сайте <http://medphys.troitsk.ru/>
107. S.Yu.Nikitin, A.V. Priezzhev, A.E. Lugovtsov, V.D. Ustinov. Measurement of the statistical characteristics of nonuniform erythrocyte ensembles in vitro by means of laser diffraction. International Conference on Laser Applications in Life Sciences (LALS) 2014, June 29 – July 2, Ulm, Germany. Book of Abstracts, p. 205.
108. Alexander Priezzhev, Andrei Lugovtsov, Sergey Nikitin, Kisung Lee, Vladislav Ustinov, Vladimir Koshelev, Olga Fadyukova, Maria Lin, Andrey Fedianin, Maria Khokhlova, Evgeny Liubin, Chia-Liang Cheng, Elena Perevedentseva, Yu-Chung Lin, Matti Kinnunen, Artashes Karmenian. Light scattering and laser manipulation in the studies of red blood cells microrheology. International Conference on Laser Applications in Life Sciences (LALS) 2014, June 29 – July 2, Ulm, Germany. Book of Abstracts, p. 203.
109. S. Yu. Nikitin, A. E. Lugovtsov, V. D. Ustinov, M.D. Lind, A. V. Priezzhev. Study of laser beam scattering by inhomogeneous ensemble of red blood

cells in a shear flow. *Journal of Innovative Optical Health Science*, 2015, v. 8, N 4, p. 1550031.

110. Никитин С. Ю., Приезжев А. В., Луговцов А. Е., Устинов В. Д. Методы светорассеяния применительно к задачам изучения микрореологических свойств крови. Юбилейная научная конференция Ломоносовские чтения. Секция физики. Сборник тезисов докладов. – М., Физический факультет МГУ, 2015, с. 10-19.
111. Плачек Г. Рэлеевское рассеяние и раман-эффект. Харьков, ГОНТИ Украины, 1935.
112. Ishiguro E., Arai T., Mizushima M., Kotani M. *Proceedings of Physical Society*, 1952, v. A65, p. 178.
113. Bloembergen N. *Nonlinear Optics*, 1964. Русский перевод: Бломберген Н. Нелинейная оптика. М., Мир, 1966.
114. Бломберген Н. Вынужденное комбинационное рассеяние. *УФН*, 1969, т. 97, с. 307.
115. Дьяков Ю.Е. Осевое антистоксово излучение и эффект зависимости порога ВКР от фокусного расстояния. *Краткие сообщения по физике. ФИАН*. 1973, N 12, с. 34-40.
116. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., Наука, 1981.
117. Шреттер Х., Клекнер Х. Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и в жидкостях. Под ред. А.Вебера, М., Мир, 1982.
118. Bruesselbach H.W., Rockwell D.A., Valley G.C., Wandzura S.M. Efficient wavelength conversion with a backward Stokes Raman laser. *Journal of Optical Society of America*, 1983, v. 73, N 12, p. 1868.
119. Bischel W.K., Dyer M.J. Absolute Raman-Gain Measurements in hydrogen. *Journal of Optical Society of America*, 1984, v. A1, p. 1252.
120. Карпухин С.Н., Яшин В.Е. Генерация и усиление излучения при ВКР в кристаллах. *Квантовая электроника*, 1984, т. 11, с.1992-2000.

121. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985.
122. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. М., Наука, 1986.
123. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С., Иванов В.Б., Косенко Е.К., Мак А.А., Паперный С.Б., Серебряков В.А. Каскадная ВР-компрессия импульсов АИГ : Nd лазера. Квантовая электроника, 1987, т. 14, с. 2266-2268.
124. Иванов В.Б., Мак А.А., Паперный С.Б. Последовательная ВКР компрессия пикосекундных импульсов света. Оптика и спектроскопия, 1987, т. 63, вып. 4, с. 705-707.
125. Батище С.А., Грабчиков А.С., Гурленя В.И., Жвавый С.П., Кот Г.Г., Мостовников В.А., Орлович В.А. Исследование оптического пробоя в водороде. Журнал Технической Физики, 1987, т. 57, N 12, с. 2418-2420.
126. Laurent de Schoulepnikoff, Valentin Mitev, Valentin Simeonov, Bertrand Calpini, and Hubert van den Bergh. Experimental investigation of high-power single-pass Raman shifters in the ultraviolet with Nd:YAG and KrF lasers. Applied Optics, 1997, v. 36, N 21, p. 5026.
127. Shen Y.R., Bloembergen N. Theory of Stimulated Brillouin and Raman scattering. Phys. Rev. A, 1965, v. 137, N 6, p. 1787-1805.
128. Wagner W.G., Yatsiv S., Hellwarth R.W. Effect of laser pump modulation on Stokes radiation in Stimulated Raman Scattering. Physics of Quantum Electronics, McGraw-Hill, New York, 1966, p. 159.
129. Бурштейн А.И. Лекции по курсу «Квантовая кинетика». Новосибирск, Новосибирский государственный университет, 1968.
130. Бочаров В.В., Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Муликов В.Ф. ВКР излучения неодимового лазера в жидком азоте. ЖЭТФ, 1969, т. 56, N 2, с. 430-434.
131. Дьяков Ю.Е. Возбуждение вынужденного рассеяния света накачкой с широким спектром. Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, с. 362-365.

132. Carman R.L., Shimizu F., Wang C.S., Bloembergen N. Theory of Stokes pulse shapes in transient SRS. *Phys. Rev. A*, 1970, v. 2, N 1, p. 60-72.
133. Ахманов С.А., Драбович К.Н., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. ВКР в поле сверхкоротких световых импульсов. *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, N 2, с. 485-499.
134. Дьяков Ю.Е. Фоккер-Планковское приближение в теории вынужденного рассеяния некогерентного света. *Краткие сообщения по физике. ФИАН*, 1971, N 7, с. 49-57.
135. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Накапливающиеся нелинейные оптические эффекты в поле накачки с широким частотным спектром. *Письма в ЖЭТФ*, 1971, т. 13, N 12, с. 724-728.
136. Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Суязов Н.В. Влияние ширины спектральной линии возбуждающего излучения на усиление при вынужденном рассеянии. *Письма в ЖЭТФ*, 1972, т. 16, N 4, с. 237-240.
137. Дьяков Ю.Е. Уравнения типа Дайсона для волн в оптически нелинейных средах. Часть I. Линейные задачи. *Краткие сообщения по физике, ФИАН*, 1973, N 4, с. 23-29.
138. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е. Эффекты насыщения при ВКР и резонансном поглощении (усилении) сильного немонаохроматического поля. *Письма в ЖЭТФ*, 1973, т.18, N 8, с. 519-522.
139. Пасманик Г.А. О вынужденном рассеянии пучков некогерентного света. *Доклады Академии Наук СССР*, 1973, т. 210, N 5, с. 1050-1052.
140. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Павлов Л.И. Статистические явления при возбуждении вынужденного комбинационного рассеяния накачкой с широким спектром. *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, N 2, с. 520-536.
141. Грасюк А.З. Комбинационные лазеры (обзор). *Квантовая электроника*, 1974, т. 1, N 3, с. 485-509.

142. Пасманик Г.А., Фрейдман Г.И. К теории параметрического и комбинационного взаимодействия в поле некогерентной накачки. Квантовая электроника, 1974, т. 1, N 3, с. 547-559.
143. Зубарев И.Г., Михайлов С.И. Влияние ширины линии накачки на генерацию при вынужденном комбинационном рассеянии. Квантовая электроника, 1974, т. 1, N 3, с. 629-633.
144. Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзулов Ф.С. ВРМБ при широком спектре возбуждающего излучения. Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, N 6, с. 350-355.
145. Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. Влияние немонохроматичности накачки на усиление монохроматического стоксова излучения. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, N 12, с. 697-700.
146. Королев Ф.А., Вохник О.М., Одинцов В.И. Усиление сигнала при вынужденном рассеянии с широкополосной накачкой. Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, N 5, с. 224-228.
147. Шапиров В.Е., Логинов В.М. «Формулы дифференцирования» и их применение к решению стохастических уравнений. Препринт N 46 Института Физики Сибирского Отделения Академии Наук СССР. Красноярск, 1976.
148. Джотян Г.П., Дьяков Ю.Е., Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. Усиление при ВКР немонохроматической накачки. ЖЭТФ, 1977, т. 73, N 3, с. 822-829.
149. Михайлов В.И., Одинцов В.И., Рогачева Л.Ф. Действие широкополосной накачки при возбуждении ВКР вблизи резонанса. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, N 3, с. 151-153.
150. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Черненький В.И. К теории усиления первой стоксовой компоненты в поле немонохроматической накачки при ВКР. Квантовая электроника, 1978, т. 5, N 6, с. 1349-1358.
151. Сидорович В.Г. О воспроизведении спектра накачки при ВКР. Квантовая электроника, 1978, т. 5, N 6, с. 1370-1372.

152. Зубарев И.Г., Михайлов С.И. Влияние параметрических эффектов на процесс вынужденного рассеяния немонохроматической накачки. Квантовая электроника, 1978, т. 5, N 11, с. 2383-2395.
153. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Влияние расстройки групповых скоростей на воспроизведение спектра накачки при вынужденном рассеянии. Квантовая электроника, 1978, т. 5, N 12, с. 2659-2662.
154. Королев Ф.А., Михайлов В.А., Одинцов В.И. Исследование инфракрасного ВКР в парах рубидия при различной ширине спектра накачки. Оптика и спектроскопия, 1978, т. 44, N 5, с. 907-912.
155. Murray J.R., Goldhar J., Szoke A. Backward Raman gain measurements for KrF laser radiation scattered by methane. Applied Physics Letters, 1978, v. 32, N 9, p. 551-553.
156. Eimerl D. Theory of temporal pump stochasticity in stimulated Raman scattering in dispersionless media. Journal of Mathematical Physics, 1979, v. 20, p. 1811-1823.
157. Raymer M.G., Mostowski J., Carlsten J.L. Theory of stimulated Raman scattering with broad-band lasers. Phys. Rev. A, 1979, v. 19, N 6, p. 2304-2316.
158. Murray J.R., Goldhar J., Eimerl D., Szoke A. Raman pulse compression of excimer lasers for application to laser fusion. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1979, v. 15, N 5, p. 342-368.
159. Trutna W.R., Park Y.K., Byer R.L. The dependence of Raman gain on pump laser bandwidth. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1979, v. 15, N 7, p. 648-655.
160. Бельдюгин И.М., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. Анализ режимов ВКР многомодовой накачки в диспергирующих средах. Квантовая электроника, 1980, т. 7, N 7, с. 1471-1475.
161. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. ВКР в диспергирующей среде при немонохроматической накачке с широкой спектральной линией. Квантовая электроника, 1980, т. 7, N 10, с. 2233-2235.

162. Вохник О.М., Одинцов В.И. Расчет интенсивности вынужденного рассеяния при различной форме спектра широкополосной накачки. *Оптика и спектроскопия*, 1980, т. 49, N 2, с. 371-381.
163. Stappaerts E.A., Long W.H., Komine H. Gain enhancement in Raman amplifiers with broadband pumping. *Optics Letters*, 1980, v. 5, N 1, p. 4-6.
164. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно неоднородных средах. М., Наука, 1980.
165. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., Наука, 1981.
166. Апанасевич П.А., Батище С.А., Ганжа В.А., Грабчиков А.С., Малевич Н.А., Мостовников В.А., Орлович В.А. Высокоэффективное ВКР преобразование частоты широкополосного излучения в сжатом водороде. *ЖТФ*, 1982, N 4, с. 808-809.
167. Brueck S.R.J, Kildal H. Efficient Raman frequency conversion in liquid nitrogen. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1982, v. 18, N 3, p. 310-312.
168. Шапиров В.Е., Логинов В.М. Динамические системы при случайных воздействиях. Новосибирск, Наука, 1983.
169. Джотян Г.П. Теория вынужденного комбинационного рассеяния при накачке с широким частотно-угловым спектром в диспергирующей среде. *Оптика и спектроскопия*, 1984, т. 57, N 3, с. 439-442.
170. Корниенко Н.Е., Стеба А.М., Стрижевский В.Л. Теория генерации стоксовой и антистоксовой волн при немонахроматической накачке. *Оптика и спектроскопия*, 1984, т. 57, N 3, с. 514-520.
171. Trippenbach M., Rzazwski K., Raymer M.G. Stimulated Raman scattering of colored chaotic light. *Journal of Optical Society of America B*, 1984, v. 1, N 4, p. 671-675.
172. Druhl K.J. Coherence properties of Stokes beams for incoherent broadband pumps. *Journal of Optical Society of America B*, 1986, v. 3, N 10, p. 1363-1367.

173. Partanen J.P., Shaw M.J. High-power forward Raman amplifiers employing low-pressure gases in light guides. I. Theory and applications. *Journal of Optical Society of America B*, 1986, v. 3, N 10, p. 1374-1389.
174. Кляцкин В.И. Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1986.
175. Дьяков Ю.Е. Статистическое описание двухуровневой системы, возмущенной процессом вращательной дефазировки. Препринт N 43 физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова. М., 1987.
176. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Статистическая радиофизика и оптика. Случайные колебания и волны в линейных системах. М., Физматлит, 2010.
177. Maier M., Kaiser W., Giordmaine G.A. Intense light bursts in the stimulated Raman effect. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v. 17, N 26, p. 1275-1277.
178. Hagenlocker E.E., Mink R.W., Rado W.G. Effects of phonon life-time on stimulated optical scattering in gases. *Physical Review*, 1967, v. 154, N 2, p. 226-233.
179. Glass A.J. Design considerations for Raman lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1967, v. 3, N 11, p. 516-520.
180. Culver W.H., Vanderslice J.T.A., Townsend V.W.T. Controlled generation of intense light pulses in reverse-pumped Raman lasers. *Applied Physics Letters*, 1968, v. 12, N 5, p. 189-190.
181. Akhmanov S.A. Transient effects in stimulated Raman scattering. *Material Research Bulletin*, 1969, v. 4, N 8, p. 455-462.
182. Maier M., Kaiser W., Giordmaine G.A. Backward stimulated Raman scattering. *Physical Review*, 1969, v 177, N 2, p. 580-599.
183. Von der Linde D., Maier M., Kaiser W. Quantitative investigations of the stimulated Raman Effect using subnanosecond light pulses. *Physical Review*, 1969, v 178, N 1, p. 11-17.

184. Драбович К.Н. К теории генерации гигантских импульсов стоксового излучения при ВКР. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 12, N 3, с. 411-418.
185. Johnson R.V., Marburger J.H. Relaxation oscillations in stimulated Raman and Brillouin scattering. Physical Review A, 1971, v. 4, N 3, p. 1175-1182.
186. Дьяков Ю.Е. Точное решение некоторых нестационарных задач нелинейной оптики. Краткие сообщения по физике, 1971, N 12, с. 41-48.
187. Медведев Б.А. К теории вынужденного комбинационного рассеяния, возбуждаемого наносекундными импульсами. ЖЭТФ, 1971, т. 60, N 1, с. 32-38.
188. Ахманов С.А., Драбович К.Н., Сухоруков А.П., Щеднова А.К. Комбинированные эффекты молекулярной релаксации и дисперсии среды при ВКР сверхкоротких световых импульсов. ЖЭТФ, 1972, т. 62, N 2, с. 525-540.
189. Daree K. Transient effects in stimulated light scattering. Optics and Quantum Electronics, 1975, v. 7, N 4, p. 263-279.
190. Lowdermilk W.H., Kachen G. I. Stokes pulse growth in transient stimulated Raman scattering. Applied Physics Letters, 1975, v. 27, N 3, p. 133-135.
191. Tan-no N., Shirahata, Yokoto K., Inaba H. Coherent transient effect in Raman pulse propagation. Phys. Rev. A, 1975, v. 12, N 1, p. 159-168.
192. Kachen G.I., Lowdermilk W.H. Self-induced gain and loss modulation in coherent transient Raman pulse propagation. Phys. Rev. A, 1976, v. 14, p. 1472-1474.
193. Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Солитонные режимы вынужденного комбинационного рассеяния. ЖЭТФ, 1976, т. 71, N 9, с. 896-908.
194. Kachen G.I., Lowdermilk W.H. Relaxation oscillations in stimulated Raman scattering. Physical Review A, 1977, v. 16, p. 1657-1661.

195. Ewing J.J., Haas R.A., Swingle J.C., George E.V., Krupke W.F. Optical pulse compressor systems for laser fusion. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1979, v. QE-15, N 5, p. 368-379.
196. Jacobs R.R., Goldhar J., Eimerl D., Brown S.B., Murray J.R. High-efficiency energy extraction in backward wave Raman scattering. *Applied Physics Letters*, 1980, v. 37, N 3, p. 264-266.
197. Eimerl D. Pulse shape effects in Raman compressors. *Journal of Applied Physics*, 1980, v. 51, N 11, p. 5642-5652.
198. Горбунов В.А. О ВКР в поле сверхкоротких световых импульсов. *Квантовая электроника*, 1982, т. 9, N 1, с. 152-155.
199. Tomov I.V., Fedosejev R., McKen D.C.D., Domier D., Offenberger A.A. Phase conjugation and pulse compression of KrF-laser radiation by SRS. *Optics Letters*, 1983, v. 8, N 1, p. 9-11.
200. Горбунов В.А. Усиление ультракоротких оптических импульсов при встречных вынужденных рассеяниях. *Оптика и спектроскопия*, 1983, т. 55, N 6, с. 985-988.
201. Горбунов В.А. Формирование и усиление ультракоротких оптических импульсов при встречных вынужденных рассеяниях. *Квантовая электроника*, 1984, т. 11, N 8, с. 1581-1592.
202. Горбунов В.А., Иванов В.Б., Паперный С.Б., Старцев В.Р. Сжатие импульсов во времени при обратном вынужденном рассеянии. *Известия АН СССР, серия физическая*, 1984, т. 48, N 8, с. 1580-1590.
203. Ruhman S., Joly A.G., Kohler B., Williams L.R., Nelson K.A. Intramolecular and intermolecular dynamics in molecular liquids through femtosecond time-resolved impulsive stimulated scattering. *Rev. Phys. Appl.*, 1987, v. 22, p. 1717.
204. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*. М., Наука, 1988.

205. Weiner A.M., Learid D.E., Wiederrecht G.P., Nelson K.A. Femtosecond multiple-pulse impulsive stimulated Raman scattering spectroscopy. *Journal of Optical Society of America B*, 1991, v. 8, p. 1264.
206. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М., ИЛ, 1947.
207. Dicke R.H. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines. *Physical Review*, 1953, v. 89, N 2, p. 472-473.
208. Galatry L. Simultaneous effect of Doppler and foreign gas broadening on spectral line. *Physical Review*, 1960, v. 122, N 4, p. 1218-1223.
209. Подгорецкий М.И., Степанов А.В. К вопросу о доплеровской ширине линий испускания и поглощения. *ЖЭТФ*, 1961, т. 40, с. 561-566.
210. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика М., 1963.
211. Раутиан С.Г., Собельман И.И. Влияние столкновений на доплеровское уширение спектральных линий. *УФН*, 1966, т. 90, N 2, с. 209-236.
212. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. М., Мир, 1978.
213. Laubereau A., Kaiser W. Vibrational dynamics of liquids and solids investigated by picosecond light pulses. *Rev. Mod. Phys.*, 1978, v. 50, N 3, p. 607-655.
214. П.Резибуа, М. Де Ленер. Классическая кинетическая теория жидкостей и газов. М., Мир, 1980.
215. М.С.Джиджоев, С.А.Магницкий, С.М.Салтиел, А.П.Тарасевич, В.Г.Тункин, А.И.Холодных. Устранение нерезонансного фона в когерентной пикосекундной АСКР молекулярных газов, *Квантовая Электроника*, 1981, т. 8, №5, с. 1136-1138.
216. Магницкий С.А., Тункин В.Г. Регистрация сужения Дике в газообразном водороде прямым измерением времени дефазировки. *Квантовая электроника*, 1981, т. 8, с. 2008.

217. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. М., Наука, 1982.
218. Дьяков Ю.Е. Эффекты дефазировки в стационарной и нестационарной спектроскопии. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, N 1, с. 14-18.
219. Магницкий С.А. Пикосекундная когерентная активная спектроскопия комбинационного рассеяния в молекулярных газах. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1983.
220. Ахманов С.А., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Морозов В.Б., Тарасевич А.П., Тункин В.Г. Нестационарная пикосекундная АСКР молекулярных газов. Известия АН СССР, 1984, т. 48, N 3, с. 534-539.
221. Graener H., Laubereau A., Nibler J.W. Picosecond coherent anti-Stokes Raman spectroscopy of molecules in free jet expansions. Optics Letters, 1984, v. 9, N 5, p. 165-167.
222. Ахманов С.А., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Морозов В.Б., Тарасевич А.П., Тункин В.Г. Кинетика дефазировки молекул азота в сверхзвуковой струе. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, N 9, с. 409-412.
223. Akhmanov S.A., Koroteev N.I., Magnitskii S.A., Morozov V.B., Tarasevich A.P., Tunkin V.G. Time-domain coherent active Raman spectroscopy of a free-nitrogen jet. Journal of Optical Society of America B, 1985, v. 2, N 4, p. 640-648.
224. Тарасевич А.П. Когерентная пикосекундная активная спектроскопия колебательно-вращательных резонансов молекул, охлаждаемых в сверхзвуковой струе. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1985.
225. Ахманов С.А., Веденин В.Д., Ганиханов Ф.Ш., Зверева М.Г., Коротеев Н.И., Кулясов В.Н., Морозов В.Б., Тункин В.Г. Пикосекундная КАРС-спектроскопия электронного перехода $6P_{1/2} - 6P_{3/2}$ атомов таллия. Оптика и спектроскопия, 1988, т. 64, с. 503.
226. Морозов В.Б. Нестационарная когерентная активная спектроскопия свободных атомов и молекул. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1988.

227. Vedenin V.D., Ganikhanov F.Sh., Dinev S., Koroteev N.I., Kuliasov V.N., Morozov V.B., Tunkin V.G. Time-domain polarization coherent anti-Stokes Raman spectroscopy of Tl atoms: dephasing measurements of separate multipole moments. *Optics Letters*, 1989, v. 14, N 2, p. 113-116.
228. Attal-Tretout B., Bouchardy P., Magre P., Pealat M., Taran J.P. CARS in combustion: prospects and problems. *Applied Physics B*, 1990, v. 51, N 1, p. 17-24.
229. Cottureau M.J., Grisch F., Marie J.J. CARS measurements of temperature and species concentration in an IC engine. *Applied Physics B*, 1990, v. 51, N 1, p. 63-66.
230. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М., 1991.
231. Ганиханов Ф.Ш., Кулясов В.Н., Коновалов И.Г., Морозов В.Б., Тункин В.Г. Нестационарная КАРС спектроскопия атомных паров таллия. Квантовые биения сверхтонких компонент перехода $6P_{1/2} - 6P_{3/2}$ в условиях существенного столкновительного уширения. *Оптика и спектроскопия*, 1991, т. 70, N 2, с. 483-486.
232. Ганиханов Ф.Ш., Коновалов И.Г., Кулясов В.Н., Морозов В.Б., Тункин В.Г. Нестационарная КАРС-спектроскопия атомов: замедление доплеровской дефазировки столкновениями, спектральный обмен в системе сверхтонких компонент. *Письма в ЖЭТФ*, 1991, т. 54, N 8, с. 433-436.
233. Ганиханов Ф.Ш. Нестационарная КАРС-спектроскопия неоднородно уширенных переходов атомарных газов в условиях спектрального обмена. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1991.
234. F.Ganikhanov, I.Konovalov, V.Kuliasov, V.Morozov, and V.Tunkin. Dicke effect manifestation in nonstationary CARS spectroscopy. In book: *Springer Proceedings in Physics, Volume 63. Coherent Raman Spectroscopy*. Eds: G.Marowsky and V.V.Smirnov (c) Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992. p.176-185;

235. Дьяков Ю.Е. Параметры дефазировки (время, декремент, угол) и их зависимость от давления; эффекты замедления и ускорения дефазировки. Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, Астрономия, 1992, т. 33, N 2, с. 29-42.
236. Бобович Я.С. Последние достижения динамической спектроскопии комбинационного рассеяния света. УФН, 1992, т. 162, N 6, с. 81-127.
237. Коломойцев Д.В. Теория нестационарной активной спектроскопии неоднородно-уширенных переходов в молекулярных и атомарных газах. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1993.
238. И.Г.Коновалов, В.Н.Кулясов, В.Б.Морозов, В.Г.Тункин. Дефазировка переходов основного мультиплета SmI в инертных газах. Опт. и спектр. 1994, т.77, N3, с.334-337.
239. И.Г.Коновалов, В.Н.Кулясов, В.Б.Морозов, В.Г.Тункин. Дефазировка экранированного перехода $4F_{7/2}-4F_{5/2}$ атомов Tm в инертных газах He, Ne, Xe. Опт. и спектр. 1994, т.77, N3, с.329-333.
240. I.G.Kononov, V.B.Morozov, V.G.Tunkin, V.N.Kuliasov. Dephasing of the screened $4F_{7/2}-4F_{5/2}$ transition of Tm atoms in He, Ne, Xe rare gases. Bull. Russian Academy of Science, Physics of Vibrations, 1994, v.58, N3, p.127.
241. Коновалов И.Г. нестационарная КАРС-спектроскопия атомных и молекулярных переходов, слабо уширяемых столкновениями. Кандидатская диссертация. Научные руководители В.Г.Тункин и В.Б.Морозов. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1994.
242. Kononov I.G., Morozov V.B., Tunkin V.G., Mikheev A.V. Time-domain CARS study of dephasing kinetics of molecular hydrogen rotational transitions. Journal of molecular structure, 1995, v. 348, p. 41-44.
243. Бриллиантов Н.В., Ревокатов О.П. Молекулярная динамика неупорядоченных сред. М., издательство Московского университета, 1996.

244. Тункин В.Г. Нестационарная спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света. Докторская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 1996.
245. Lang T., Motzkus M. Determination of line shift coefficients with fs time resolved CARS. *Journal of Raman Spectroscopy*, 2000, v. 31, p. 65-70.
246. Frey H.M., Beaud P., Gerber T., Mischler B., Radi P.P., Tzannis A.P. Determination of rotational constants in a molecule by femtosecond four-wave mixing. *Journal of Raman Spectroscopy*, 2000, v. 31, p. 71-76.
247. D.S.Kuznetsov, V.B.Morozov, A.N.Olenin, V.G.Tunkin. High resolution study of 1388 cm^{-1} CO_2 vibration by time-domain CARS: spectral exchange and Dicke effect. *Chem. Phys.*, 2000, v. 257, N 1, p. 117-122.
248. Оленин А.Н. Нестационарное возбуждение неоднородно уширенных комбинационно-активных резонансов и особенности их столкновительной дефазировки. Кандидатская диссертация. М., физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 2000.
249. Морозов В.Б., Оленин А.Н., Тункин В.Г. Нестационарная КАРС-спектроскопия высокого разрешения вращательных резонансов H_2 в области доплеровской дефазировки и сужения Дике. Препринт физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова, 2000, N2.
250. Arakcheev V., Jakovlev D., Mochalov S., Morozov V., Olenin A., Tunkin V. Dicke effect in hydrogen $S_0(0)$ rotational transition observed by time-domain CARS. *Journal of Raman spectroscopy*, 2002, v. 33, p. 884.
251. А.П.Коузов, В.Б.Морозов, С.А.Мочалов, А.Н.Оленин, В.Г.Тункин. Восстановление спектра Q-полосы перехода 1285 cm^{-1} молекулы CO_2 на основе измерения импульсного отклика. *Оптика и спектроскопия*, 2002, т. 92, N 5, с. 748-752.
252. A.P.Kouzov, V.B.Morozov, S.A.Mochalov, A.N.Olenin, and V.G.Tunkin. Reconstruction of the Q band spectrum of the 1285cm^{-1} transition in the CO_2 molecule from measurements of a pulsed response. *Optics and Spectroscopy*, 2002, v. 92, N 5, p. 685-689.

253. Квасников И. А. Термодинамика и статистическая физика. Том 3. Теория неравновесных систем. М., УРСС, 2003.
254. V.Morozov, S.Mochalov, A.Olenin, V.Tunkin and A.Kouzov. Density evolution of the picosecond time-domain CARS responses from carbon dioxide gas. *Journal of Raman Spectroscopy*, 2003, v.34, p. 983-988.
255. В.Г.Аракчеев, А.А.Валеев, В.Б.Морозов, А.Н.Оленин, В.Г.Тункин, Д.В.Яковлев. Нестационарная спектроскопия КАРС вращательных переходов H_2 : статистическая зависимость доплеровской и столкновительной дефазировки. *Квантовая электроника*, 2005, т. 35, N 2, с. 128-134.
256. V.G. Arakcheev, V.V. Kireev, V.B. Morozov, A.N. Olenin, V.G. Tunkin, A.A. Valeev, D.V. Yakovlev. Collisionally induced dephasing and rotational energy transfer in CO₂ Fermi dyad “red” Q-branch 1285 cm^{-1} . *Journal of Raman Spectroscopy*, 2007, v. 38, N 8, p. 1038-1045.
257. V.G. Arakcheev, V.V. Kireev, V.B. Morozov, A.N. Olenin, V.G. Tunkin, A.A. Valeev, D.V. Yakovlev. Collisionally induced dephasing and rotational energy transfer in CO₂ Fermi dyad “blue” Q-branch 1388 cm^{-1} . *Journal of Raman Spectroscopy*, 2007, v. 38, N 8, p.1046-1051.
258. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М., Наука, 1965.
259. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. М.. Наука, 1976.
260. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М., Наука, 1979.
261. Численный анализ на Фортране. Стандартные программы и численные решения задач волновой физики. Под ред. Н.С.Бахвалова, Я.М. Жилейкина. М., МГУ, 1986.
262. Семиногов В.Н. Дипломная работа. Физический факультет МГУ, 1972.
263. Горбунов В.А. Управление параметрами лазерного излучения при помощи вынужденных рассеяний. Кандидатская диссертация. Ленинград, ГОИ, 1984.

264. Вишняускас В., Гайжаускас Э., Пискаускас А. и др. ЖТФ, 1990, т. 60, N 5, с. 154.
265. Котаев Г.Г. Кандидатская диссертация, Минск, 1990.
266. Bessis M., Mohandas N. A diffractometric method for the measurement of cellular deformability. *Blood Cells*, 1975, v. 1, p. 307-313.
267. Chien S. Principles and techniques for assessing erythrocyte deformability. *Blood cells*, 1977, V. 3, P. 71-99.
268. T. Fischer, and H. Schmidt Schönbein. Tank Tread Motion of red cell membranes in viscometric flow: behavior of intracellular and extracellular markers. *Blood Cells*, 1977, v. 3, p. 351–365.
269. Groner W., Mohandas N., Bessis M. New optical technique for measuring erythrocyte deformability with the ektacytometer. *Clinical Chemistry*, 1980, v. 26, N 9, p. 1435.
270. Stoltz J.F., Ravey J.C., Larcан A., Mazon P., Lucius M., Guillot M. Deformation and orientation of red blood cells in a simple shear flow. Theoretical study and approach at small angle light scattering. *Scand. J. Clin. Lab. Invest Suppl.*, 1981, v. 156, p. 67-75.
271. J. Plasek, and T. Marik. Determination of undeformable erythrocytes in blood samples using laser light scattering. *Applied Optics*, 1982, v. 21, N 23, p. 4335–4338.
272. Федорова З.Д., Котовщикова М.А., Бессмельцев С.С., Попова Т.И. Об определении индекса деформируемости эритроцитов. *Лабораторное дело*, 1986. № 12, С. 732-735.
273. M. R. Hardeman, R. M. Bauersachs, and H. J. Meiselman. RBC Laser diffractometry and RBC Aggregometry with a rotational viscometer: comparison with rheoscope and Myrenne Aggregometer. *Clin. Hemorheol.* 1988, v. 8, p. 581–593.

274. Streekstra G.J., Hoekstra A.G., Nijhof E.-J., Heethaar R.M. Light scattering by red blood cells in ektacytometry: Fraunhofer versus anomalous diffraction. *Applied Optics*, 1993, v. 32, N 13, p. 2266.
275. Rodolfo J. Rasia and Gabriel Schutz. A numerical method to determine erythrocyte deformability distribution using data from Fraunhofer light diffraction. *Clinical Hemorheology*, 1993, V. 13, p. 641-649.
276. M. R. Hardeman, P. T. Goedhart, J. G. G. Dobbe, and K. P. Lettinga. Laser-assisted Optical Rotational Analyser (LORCA); A new instrument for measurement of various structural hemorheological parameters. *Clin. Hemorheol*, 1994, v. 14, N 4, p. 605–619.
277. Bayer R., Caglayan S., Gunther B. Discrimination between orientation and elongation of RBC in laminar flow by means of laser diffraction *Proceedings SPIE*. 1994, V. 2136, P. 105-113.
278. I.L.Lisovskaya, E.S.Shurkhina, E.E. Yakovenko, N.V.Tsvetaeva, S.V.Kolodei, S.P.Shcherbinina, F.I.Ataullakhanov. Distribution of rheological parameters in populations of human erythrocytes. *Biorheology*, 1999, v. 36, p. 299 – 309.
279. J.G.G.Dobbe, M.R.Hardeman, G.J.Streekstra, J.Starckee, C.Ince, C.A.Grimbergen. Analyzing red blood cell-deformability distributions. *Blood Cells, Molecules, and Diseases*, 2002, v. 28, N 3, p. 373.
280. J. G. G. Dobbe, G. J. Streekstra, M. R. Hardeman, C. Ince, and C. A. Grimbergen. Measurement of the Distribution of Red Blood Cell Deformability Using an Automated Rheoscope. *Cytometry (Clinical Cytometry)*, 2002, v. 50, p. 313–325.
281. B. Schauf, B. Aydeniz, R. Bayer, D. Wallwiener. The laser diffractoscope – a new and fast system to analyse red blood cell flexibility with high accuracy. *Lasers Med. Sci.*, 2003, v. 18, p. 45–50.
282. Sehyun Shin, Yunhee Ku, Myung-Su Park, Jang-Soo Sub. Deformability of Red Blood Cells: A Determinant of Blood Viscosity. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2005, v. 19, N. 1, p. 216-223.

283. Sehyun Shin, Yunhee Ku, Myung-Su Park, and Jang-Soo Suh. Slit-Flow Ektacytometry: Laser Diffraction in a Slit Rheometer. *Cytometry Part B (Clinical Cytometry)*, 2005, v. 65B, p. 6–13.
284. N. N. Firsov, A. V. Priezzhev, N. V. Klimova, and A. Yu. Tyurina. Fundamental laws of the deformational behavior of erythrocytes in shear flow. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2006, V. 79, N 1, p. 118 – 124.
285. Avishay Bransky, Natanel Korin, Yael Nemirovski, Uri Dinnar. Correlation between erythrocytes deformability and size: A study using a microchannel based cell analyzer. *Microvascular Research*, 2007, v. 73, p. 7–13.
286. Фирсов Н.Н., Джанашия П.Х. Введение в экспериментальную и клиническую гемореологию. Москва, российский государственный медицинский университет, 2008.
287. Baskurt, Oguz K., Hardeman, Max R., Uyuklu, Mehmet, Ulker, Pinar, Cengiz, Melike, Nemeth, Norbert, Shin, Sehyun, Alexy, Tamas and Meiselman, Herbert J. Parameterization of red blood cell elongation index – shear stress curves obtained by ektacytometry. *Scandinavian Journal of Clinical and Laboratory Investigation*, 2009, v. 69, N 7, p. 777 — 788.
288. Mehmet Uyuklu, Melike Cengiz, Pinar Ulker, Timea Hever, Julien Tripette, Philippe Connes, Norbert Nemeth, Herbert J. Meiselman and Oguz K. Baskurt. Effects of storage duration and temperature of human blood on red cell deformability and aggregation. *Clinical Hemorheology and Microcirculation*, 2009, v. 41, p. 269–278.
289. M. Musielak. Red blood cell-deformability measurement: Review of techniques. *Clinical Hemorheology and Microcirculation*, 2009, v. 42, p. 47–64.
290. Муравьев А.В., Чепоров С.В. Гемореология (экспериментальные и клинические аспекты реологии крови). Ярославль, Ярославский государственный педагогический университет им. К.Д.Ушинского, 2009.

291. Streekstra G.J., Dobbe J.G.G., Hoekstra A.G. Quantification of the poorly deformable red blood cells using ektacytometry. *Optics Express*, 2010, v. 18, N 13, p. 14173.
292. Alexei V. Muravyov, and Irina A. Tikhomirova. Role molecular signaling pathways in changes of red blood cell deformability. *Clinical Hemorheology and Microcirculation*, 2013, v. 53, p. 45–59.
293. Левин Г.Я., Соснина Л.Н. Исследование реологических свойств эритроцитов, модифицированных для направленного транспорта лекарственных веществ. *Фундаментальные исследования*, 2013, № 2, 105-109.
294. Шереметьев Ю.А., Поповичева А.Н., Егорихина М.Н., Левин Г.Я. Изучение взаимосвязи между изменением формы и агрегацией эритроцитов человека. *Биофизика*, 2013, т.58, вып.2, 264-268.
295. Ажермачева М.Н., Плотников Д.М., Алиев О.И., Алифирова В.М., Плотников М.Б., Буркова К.И. Реологические свойства крови в острейший период ишемического инсульта и их взаимосвязь со степенью тяжести неврологических нарушений. *Бюллетень сибирской медицины*, 2013, том 12, № 5, с. 5–12.
296. Ярославская А.Н., Приезжев А.В., Родригес Х., Ярославский И.В., Баттарби Г. Оптика крови. В кн. *Оптическая биомедицинская диагностика*, под. ред. В.В. Тучина. М.: Физматлит, 2007, стр. 157-196.
297. В.Н.Лопатин, А.В.Приезжев, А.Д.Апонасенко, Н.В.Шепелевич, В.В.Лопатин, П.В.Пожиленкова, И.В.Простакова. *Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред*. М., Физматлит, 2004.
298. Ван де Хюлст Г. *Рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ.* - М.: ИЛ, 1961. – 536 с.
299. Mishchenko M.I, Travis L.D, Lacis A.A. *Scattering, absorption, and emission of light by small particles*. Cambridge: University Press, 2002.

300. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ. - М.: Мир, 1986. – 660 с.
301. Mishchenko M.I., Hovenier J.W., and Travis L.D. Light scattering by nonspherical particles. - San Diego: Academic Press, 2000. - 690 p.
302. A.A.Kokhanovsky. Light Scattering Media Optics. Chichester: Springer – Praxis Publishing, 2004.
303. David G. Grier. A revolution in optical manipulation, Nature, 2003, v. 424, p. 810-816.
304. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М., Наука, 1977.
305. A. Penttila, E. Zubko , K. Lumme, K. Muinonen, M. A. Yurkin, B. T. Draine, J. Rahola, A. G. Hoekstra, and Y. Shkuratov. Comparison between discrete dipole implementations and exact techniques. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2007, v. 106, p. 417-436 .
306. Yurkin M.A., Maltsev V.P., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation for simulation of light scattering by particles much larger than the wavelength. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2007, v. 106, p. 546.
307. M. A. Yurkin and A. G. Hoekstra. The discrete dipole approximation: an overview and recent developments. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2007, v. 106, p. 558-589.
308. Asano S, Yamamoto G. Light scattering by a spheroidal particle, Applied Optics, 1975, v. 14, p. 29-49.
309. Asano S. Light scattering properties of spheroidal particles, Applied Optics, 1979, v. 18, p. 712-723.
310. J.-C.Ravey, P.Mazeron. Light scattering in the physical optics approximation; application to large spheroids. J. Optics (Paris), 1982, V. 13, N. 5, p.273-282.

311. J.-C.Ravey, P.Mazeron. Light scattering by large spheroids in the physical optics approximation: numerical comparison with other approximate and exact results. *J. Optics (Paris)*, 1982, V. 14, N. 1, p.29-41.
312. Ринкевичус Б.С. Лазерная диагностика потоков. М., изд-во МЭИ, 1990.
313. P. Mazeron and S. Muller, Light scattering by ellipsoids in a physical optics approximation. *Applied Optics*, 1996, v. 35, p. 3726–3735.
314. Lock J.A., Ray scattering by an arbitrarily oriented spheroid. I. Diffraction and specular reflection. *Applied Optics*, 1996, v. 35, N 3, p. 500 – 514.
315. Lock J.A., Ray scattering by an arbitrarily oriented spheroid. II. Transmission and cross polarization effects. *Applied Optics*, 1996, v. 35, N 3, p. 515 – 531.
316. Farafonov V.G., Il'in V.B., Henning T., A new solution of light scattering problem for axisymmetric particles. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1999, v. 63, p. 205-215.
317. Shepelevich N.V., Prostakova I.V., Lopatin V.N., Extrema in the light scattering indicatrix of a homogeneous spheroid. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1999, v. 63, p. 353-367.
318. Maltsev V.P. Scanning flow cytometry for individual particle analysis. *Rev. Sci. Instrum.*, 2000, v. 71, p.243-255.
319. Rysakov W., Ston M. Light scattering by spheroids. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2001, v. 69, p. 651-665.
320. Voshchinnikov N.V., Farafonov V.G., Light scattering by an elongated particle: spheroid versus infinite cylinder. *Measurement Science & Technology*, 2002. V.13, p. 249-255.
321. Han Y.P., Mees L., Ren K.F., Gouesbet G., Wu. S.Z., Grehan G. Scattering of light by spheroids: the far field case. *Optics Communications*, 2002, v. 210, p. 1-9.

322. Rysakov V. Light scattering by “soft” particles of arbitrary shape and size. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2004, v. 87, p. 261-287.
323. Фарафонов В.Г., Ильин В.Б., Рассеяние света осесимметричными частицами: модификация метода поточечной сшивки. *Оптика и спектроскопия*, 2006, т. 100, N 3, с. 484-494.
324. Turcu I. Effective phase function for light scattered by blood. *Applied Optics*, 2006, v. 45, N 4, p. 639-647.