

АНИЗОТРОПНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ПРОГНОЗИРУЕМАЯ КАК РЕЗУЛЬТАТ ДИФРАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРНОГО ТЕЛА НА ОТРАЖАЮЩЕЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКЕ С ИДЕАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

© 2012 г. В. В. Савуков

Балтийский государственный технический университет “Военмех” им. Д.Ф. Устинова,
Санкт-Петербург

E-mail: vladimir@savukov.ru

В ходе анализа аксиоматических принципов, лежащих в основе статистической физики, проверялась достоверность постулата о равновероятности всех изоэнергетических микросостояний замкнутой системы. В статье сообщается о результатах численного моделирования взаимодействия термодинамически равновесного излучения черного тела с отражающей фазовой дифракционной решеткой, обладающей идеальной проводимостью. Выявлены случаи гарантированного возникновения анизотропии поляризационных параметров внутри замкнутого объема изначально однородного излучения черного тела, приводящие к формальному уменьшению его больцмановской энтропии вследствие отклонения от микроканонического распределения Гиббса. По-видимому, это обусловлено разрывным характером изменения фазовых траекторий фотонов при дифракции, что делает рассматриваемую физическую систему неэргодичной.

Ключевые слова: дифракция, поляризация, индикатриса, рассеяние, диффузный.

Коды OCIS: 000.6590, 050.1940, 260.5430, 290.2648, 290.5855

Поступила в редакцию 29.12.2011

Введение

Существующий аппарат статистической физики равновесных систем базируется на гипотезе о равновероятности всех микросостояний, доступных рассматриваемой замкнутой системе. При этом имеется в виду следующее:

1. Наиболее вероятное стационарное состояние замкнутой (изолированной от внешней среды) физической системы называется равновесным состоянием. Равновесное состояние является макроскопическим. Оно представляет собой совокупность всех доступных системе микросостояний, т. е. таких конкретных состояний, каждое из которых может быть осуществлено при заданном уровне энергии.

2. В каждый фиксированный момент времени равновесное состояние осуществляется через одно из составляющих его микросостояний. При этом система с одинаковой вероятностью может быть обнаружена в любом из микросостояний, образующих ее равновесное макросостояние.

Пункт 2 данной аксиоматики позволяет декларировать, как именно будет выглядеть равновесное состояние замкнутой системы, а также дает основания для определения направленности любых стохастических процессов во времени. Последнее означает, что, например, дифракционное рассеяние фотонного газа, наблюдающееся в такой системе, никак не должно изменять макроскопические параметры этого газа, если они уже соответствуют вышеописанному определению равновесного состояния.

Между тем, дифракционный механизм рассеяния газа квантовых частиц делает теоретически допустимым существование неэргодических¹ систем, поведение которых лежит вне “зоны ответственности” статистической физики. Это обусловлено тем, что фазовая траектория каждой квантовой частицы не явля-

¹ Свойство эргодичности предполагает достоверность микроканонической гипотезы статистической физики о тождественности результатов усреднения по времени и фазового усреднения при вычислении значений макроскопических параметров системы.

ется непрерывной на уровне подпространства импульсов². Более того, такая траектория не может быть описана даже разрывной функциональной зависимостью, подчиняющейся условиям Дирихле: если интерпретировать каждый акт дифракционного рассеяния квантовой частицы как разрыв первого рода в подпространстве импульсов ее фазового μ -пространства, то, например, однозначно определенному³ чистому состоянию частицы до рассеяния будет соответствовать некое вероятностное множество состояний после рассеяния. Причем, согласно воззрениям копенгагенской школы, не существует каких-либо скрытых параметров, позволяющих исключить указанную неоднозначность траекторной функции.

Описанная способность квантовых частиц “исчезать” и “появляться” в различных частях доступного им фазового пространства открывает возможность существования в этом пространстве источников и стоков фазовых траекторий, имеющих не одинаковую плотность в одних и тех же локальных участках фазового объема. Возникающая в результате устойчивая во времени ненулевая дивергенция потока фазовых траекторий в конкретных частях фазового пространства может сделать данную систему неэргодичной, а ее свойства – не соответствующими с аксиоматикой статистической физики [1].

Сказанное дает основания предположить, что, например, диффузный монохромный фотонный газ⁴, испытывающий “упругое” (без потерь) рассеяние на идеально проводящей отражающей фазовой дифракционной решетке, может менять свое исходное изотропное макросостояние на анизотропное. Иначе говоря, микросостояния фотонов такого газа, изначально равномерно распределенные внутри

² Применительно к квантовым частицам понятие фазовой траектории может быть сохранено путем его переопределения на основании теоремы Эренфеста, описывающей динамику центра тяжести нормированного к единице объема “жидкости вероятности” с плотностью $\rho = |\Psi|^2$. При этом обычно говорят не столько о линии фазовой траектории, сколько о траекторной трубке, ширина которой зависит от вероятностной “размытости” соответствующих сопряженных параметров частицы.

³ Разумеется, лишь с точностью до неопределенностей Гейзенберга.

⁴ Под диффузным фотонным газом здесь понимается неполяризованное некогерентное электромагнитное излучение, для отдельных фотонов которого равновероятна любая возможная угловая ориентация в трехмерном геометрическом пространстве их волновых k -векторов.

некоторого изоэнергетического слоя фазового пространства, могут быть неравномерно перераспределены в объеме данного слоя вследствие процесса дифракции на идеально отражающей решетке. Если диффузный фотонный газ и дифракционная решетка являются составными частями замкнутой физической системы, то больцмановская энтропия этой системы в ходе такого процесса должна самопроизвольно уменьшаться.

В настоящей статье представлены результаты проверки этого предположения, осуществленной средствами численного моделирования.

Постановка задачи

Пусть ограниченный объем некоторой замкнутой физической системы заполнен термодинамически равновесным излучением абсолютно черного тела, имеющим планковский спектр частот. В указанный объем помещена идеально проводящая (не поглощающая фотоны) отражательная дифракционная решетка, взаимодействующая с данным излучением.

Из ранее упоминавшихся аксиоматических постулатов статистической физики следует, что никакие изоэнергетические процессы рассеяния не должны как-либо менять значения макроскопических параметров излучения черного тела в целом или его отдельных монохромных компонент в частности, поскольку эти значения являются наиболее вероятными для текущего уровня энергии рассматриваемой системы. Иной результат будет означать наличие границ корректного применения означенных постулатов в отношении квантовых систем, находящихся в неконденсированном состоянии.

Методология прогнозирования состояний

В качестве объекта имитационного моделирования была выбрана изолированная физическая система, содержащая стохастизированный диффузный фотонный газ, взаимодействующий со специальным отражательным оптическим элементом. Этот элемент, в частности, может представлять собой отражательную дифракционную решетку фазового типа с одномерным (линейным) синусоидальным микрорельефом поверхности.

Макроскопические параметры итогового светового поля, формируемые в результате данного взаимодействия, вычисляются на основе соответствующей теоретической модели. При

выполнении настоящей работы были специально созданы и верифицированы программные средства для имитационного моделирования процессов рассеяния диффузного фотонного газа на различных видах отражательных оптических элементов (подробно см. [2–5]).

Диффузная структура исходного светового поля генерируется с помощью вероятностно обоснованных выборок начальных параметров для каждого волнового объекта, ассоциируемого с единичным фотоном. Результаты решений, получаемые для элементарных актов рассеяния отдельных фотонов на оптическом элементе, запоминаются программой. Итоговые параметры излучения находятся в численной форме как статистические моменты распределений, получаемых вследствие обобщения информации расчетов для всех единичных элементарных актов рассеяния. Для большей наглядности итоговая информация выводится также и в форме графических изображений, например, в виде угловых диаграмм энергетической яркости рассеянного излучения.

Отражение от идеально проводящих поверхностей

Задача рассеяния излучения на идеально проводящих отражающих поверхностях характеризуется следующими отличительными особенностями:

– По причине отсутствия поглощения и собственного теплового излучения фотонов подобной поверхностью процесс рассеяния носит изоэнергетический характер. Это обстоятельство позволяет привнести такой процесс в замкнутую физическую систему без варьирования уровня ее энергии. Интересно, что внутренний объем идеально отражающего элемента формально не входит в состав данной системы, и может, например, иметь произвольную температуру.

– Отсутствие необходимости рассмотрения процессов собственного теплового излучения микроструктурированных поверхностей резко упрощает поставленную задачу. Хотя следует признать, что при наличии таких процессов возможно получение весьма нетривиальных результатов, связанных с предполагаемыми отклонениями от законов Планка [6] и Ламберта [7]. Напомним, что закон Ламберта, примененный к суммарной энергетической яркости испускаемого и рассеиваемого излучения внутренней поверхностью замкнутой системы, яв-

ляется одним из вариантов краевого условия, определяющего справедливость Второго закона термодинамики [8].

– При рассеянии фотонного газа на идеально проводящей отражающей поверхности законы Планка и Кирхгофа будут выполняться автоматически, поскольку в этом случае их справедливость непосредственно следует из закона сохранения энергии. Второе начало термодинамики, в свою очередь, ограничивает возможную анизотропию рассеянного газа макропараметрами, не зависящими от энергетической яркости.

На рис. 1 представлены выполненные в рамках верификации программы [2, 3] изображения индикатрис энергетической яркости разных поляризационных компонент рассеянного светового поля ($S+P$, S , P), полученных для зеркально ровной отражающей поверхности с идеальной проводимостью. Исходное световое поле представляет собой монохромное (длина волны $\lambda = 555$ нм) диффузное излучение с общим числом фотонов в статистическом испытании $2^{20} - 1 = 1\,048\,575$. Каждая индикатриса построена в полярной системе координат таким образом, что ее центр соответствует нулевому значению угла отражения при внешнем обзоре поверхности. Угол отражения пропорционален полярному радиусу, и на периферии круговой диаграммы значение этого угла приближается к 90° . Азимутальный угол наблюдения поверхности зеркала определяется полярным углом диаграммы.

Отдельные диаграммы автоматически масштабируются так, чтобы максимальным образом выявлять все имеющиеся контрасты плотности рассеянного светового потока. Очевидно, что на изображениях индикатрис рис. 1а–в присутствуют лишь бессистемные проявления флуктуаций рассеянного поля, не образующие каких-либо визуально наблюдаемых макроскопических градиентов. Иначе говоря, при отражении диффузного излучения от идеально проводящего зеркала для всех рассеиваемых компонент выполняется закон Ламберта, что вполне ожидаемо [9].

Под каждой из круговых диаграмм помещены графики (рис. 1г–е) их горизонтальных полусечений (нулевой азимутальный угол), дающие представление о реальном масштабе яркости в этих плоскостях по отношению к ламбертовскому изотропному уровню, отмеченному пунктирной линией для 1 (рис. 1г – сумма S - и P -компонент), либо для 1/2 (рис. 1д, е – выделенные S - и P -компоненты соответственно).

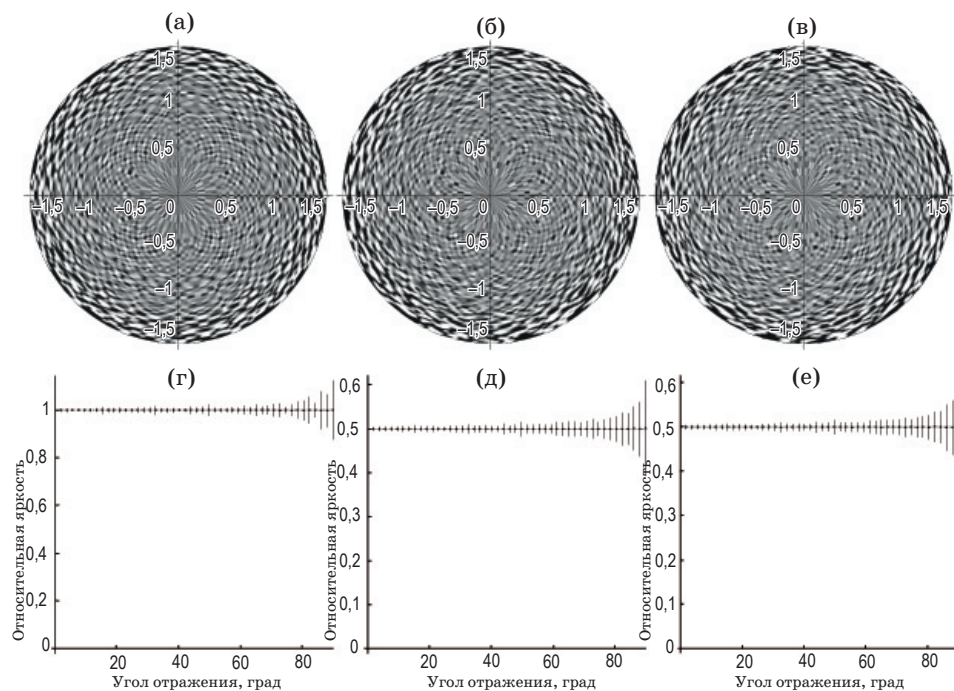


Рис. 1. Яркость поверхности идеально проводящего зеркала в монохромном диффузном свете, отнесенная к ламбертовскому уровню. Индикатрисы а–в описывают угловое распределение яркости диффузного светового поля, отражаемого от идеально проводящего металлического зеркала. а – диаграмма суммарной яркости *S*- и *P*-поляризованных отраженных компонент, б – диаграмма яркости *S*-поляризованной составляющей, в – диаграмма яркости *P*-поляризованной составляющей. Под диаграммами а–в графики г–е их горизонтальных полусечений.

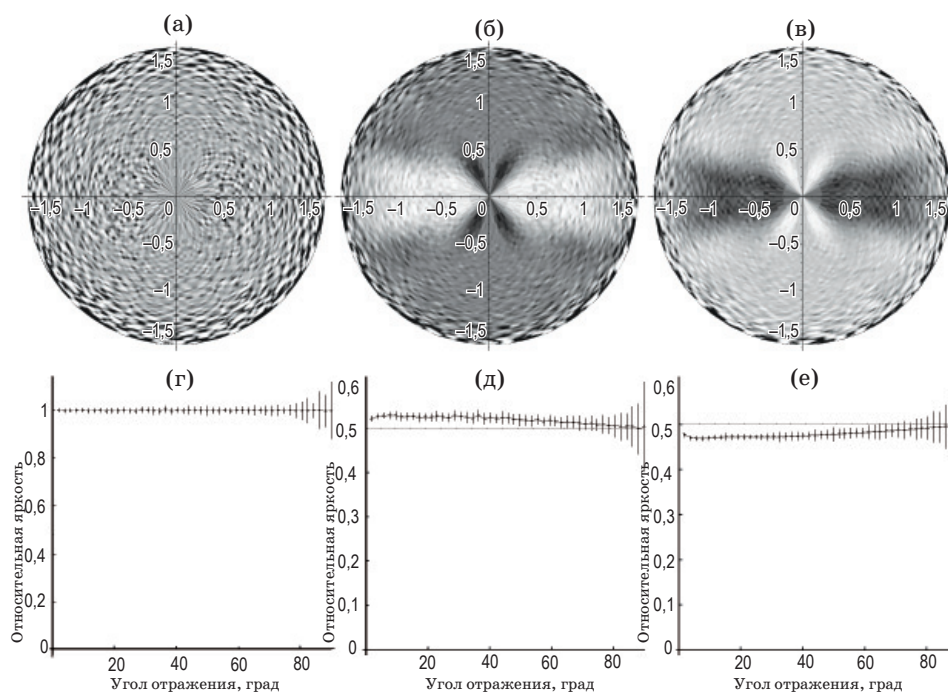


Рис. 2. Относительная яркость поверхности идеально проводящей линейной дифракционной решетки в монохромном диффузном свете. Параметры исходного светового поля, а также обозначения диаграмм и графиков совпадают с ранее описанными для рис. 1.

Картина меняется, если в качестве отражающего элемента взять вместо зеркала дифракционную решетку при тех же параметрах исходного светового поля. На рис. 2 представлены изображения индикатрис яркости поляризационных компонент рассеянного светового поля, полученных для идеально проводящей фазовой линейной решетки (шаг $d = 544$ нм, полная глубина синусоидального профиля микрорельефа $h = 337$ нм, штрихи микрорельефа на диаграммах ориентированы вертикально).

На диаграммах хорошо видны программно выделенные макроскопические градиенты яркости поляризованных S - и P -компонент рассеянного излучения (рис. 2б–в). Ожидаемая разнорядность реального физического светового поля прогнозируется в данном случае на уровне около 5–6% от значения, соответствующего ламбертовскому отражению. Яркости S - и P -компонент всегда так дополняют друг друга, что их сумма является собой обычное неполяризованное диффузное излучение (рис. 2а).

На практике данный эффект означает следующее. Пусть имеется квазизамкнутая система в виде модели абсолютно черного тела: термостатированная полость с малым отверстием. Существующая аксиоматика статистической физики гласит, что если любые материальные объекты, помещенные внутрь полости, находятся с ней в термодинамическом равновесии, то внешний наблюдатель никак не сможет

установить даже сам факт наличия этих объектов: через отверстие в данном случае всегда должно выходить только неполяризованное изотропное излучение с планковским спектром и ламбертовской индикатрисой. Результатом же имитационного эксперимента является прогнозируемая возможность обнаружения внутри полости дифракционных объектов с поверхностью, обеспечивающей частичное или полное отражение окружающего излучения черного тела. Для осуществления указанной возможности следует из потока излучения, покидающего полость, выделить анализируемую монохромную компоненту, которую затем необходимо разложить на поляризационные составляющие (см. рис. 2а–в).

Для дополнительной проверки достоверности полученного результата была выполнена специальная верификация, призванная исключить вероятность объяснения выявленного эффекта интерференцией значений исходных параметров тех фотонов, которые образуют задаваемое диффузное световое поле. Такая интерференция теоретически может возникнуть на некоторых видах регулярных сеток, используемых в методе Монте-Карло при генерировании начальных характеристик отдельных частиц.

На рис. 3 приведены те же самые угловые распределения яркости, что представлены на рис. 2. Отличие состоит лишь в том, что на

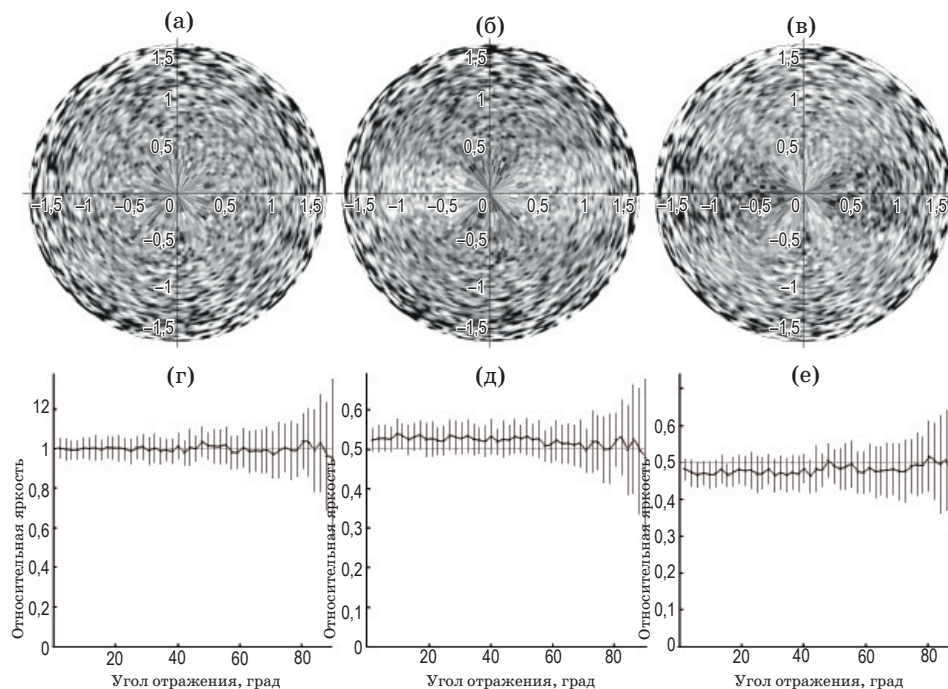


Рис. 3. Яркость поверхности идеально проводящей линейной решетки в диффузном световом поле со стохастическими параметрами, формируемыми без подавления флуктуаций.

рис. 2 для формирования сетки исходных данных статистических испытаний применялся низкодисперсионный метод последовательностей Соболя [10], а информация рис. 3 получена с использованием для этих целей стандартного генератора псевдослучайных чисел, входящего в состав математической системы Maple™ [2, 3].

Сравнение изображений на рис. 2 и 3 дает основания полагать, что найденная анизотропия не является следствием регулярной организации исходных данных.

Прогнозируемый эффект наблюдаем лишь при достаточно определенных сочетаниях длины волны излучения, шага решетки и глубины профиля ее синусоидального микрорельефа. Данные соотношения образуют довольно узкие “окна возможностей”. Для иллюстрации сказанного на рис. 4 приведены изображения диаграмм яркости S -поляризованной составляю-

щей разных спектральных компонент излучения черного тела, рассеиваемого на одной и той же линейной отражающей решетке с идеальной проводимостью. Отношение полной глубины синусоидального профиля микрорельефа решетки к ее шагу $h/d = 0,62 = \text{Const}$. Через параметр “ R ” обозначены пропорции между шагом решетки и длиной волны рассеиваемой компоненты излучения, $R = d/\lambda$.

Из представленной на рис. 4 информации можно сделать вывод о том, что в формировании прогнозируемого эффекта анизотропии, по-видимому, принимают участие все дифракционные порядки, кроме нулевого. Когда таких порядков становится слишком много, их суммарный вклад в итоговую картину рассеяния взаимно компенсируется. Таким образом, допустимо предположить наличие причинно-следственной связи между появлением рассматриваемого эффекта и возникновением раз-

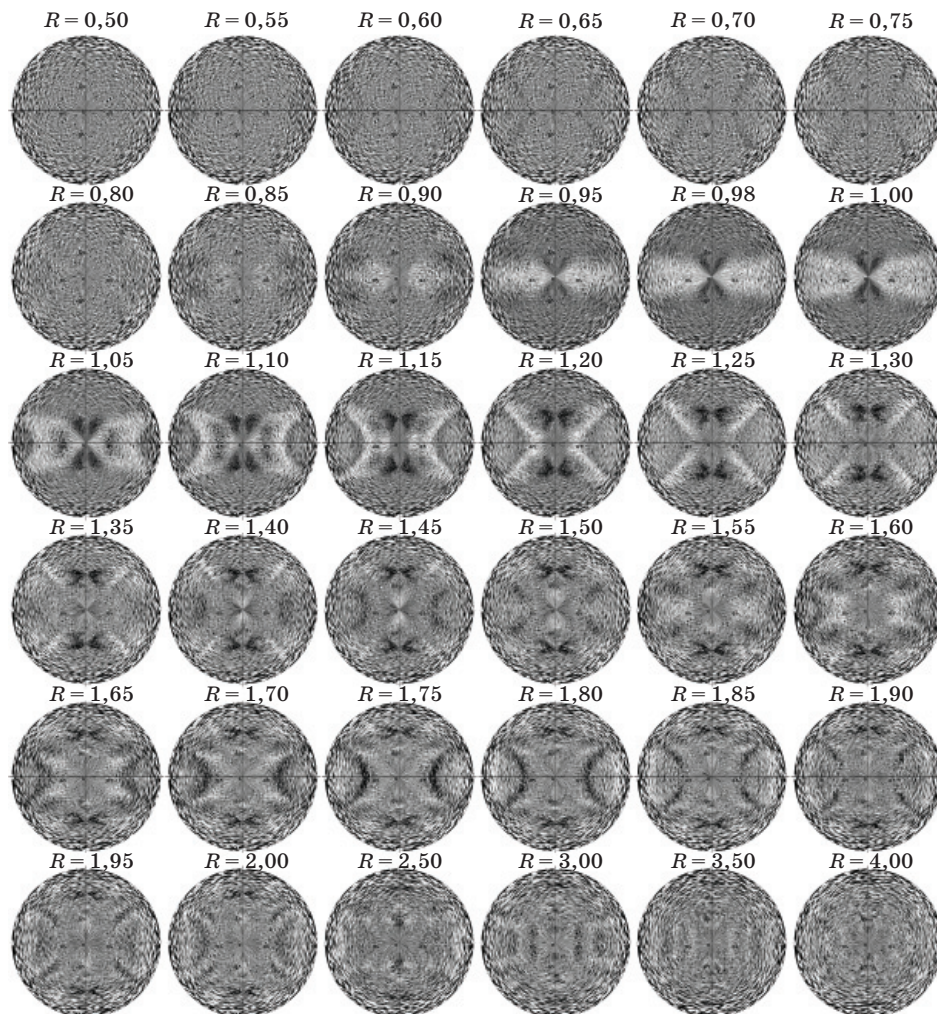


Рис. 4. Яркость S -поляризованных компонент излучения черного тела, рассеиваемого идеально проводящей линейной решеткой с различным отношением шага к длине волны $R = d/\lambda$.

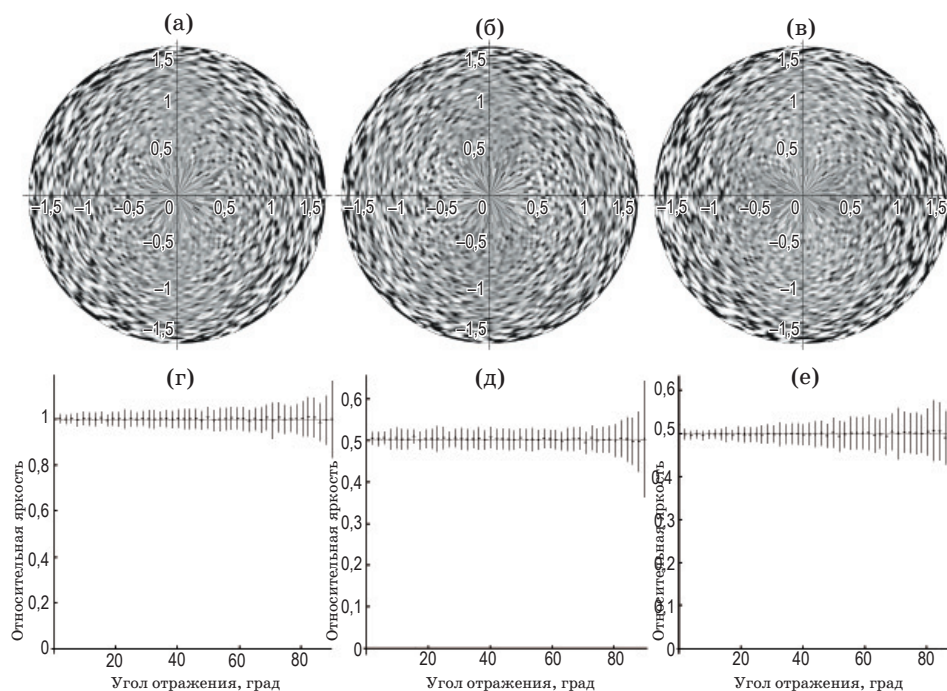


Рис. 5. Энергетическая яркость поверхности идеально проводящей линейной дифракционной решетки, рассеивающей излучение абсолютно черного тела с заданной температурой. Обозначения диаграмм и графиков совпадают с ранее описанными для рис. 1.

рывов фазовых траекторий фотонов в областях дифракционных пороговых аномалий Рэлея–Вуда [11, 12].

На рис. 5 приведены графические изображения энергетической яркости поляризационных компонент рассеянного светового поля, полученных для случая дифракции излучения черного тела с температурой 5221 К на идеально проводящей линейной решетке ($d = 544$ нм, $h = 337$ нм).

Из содержания диаграмм 5а–в и соответствующих им графиков 5г–е видно, как градиенты яркости, характерные для отдельных рассеиваемых монохромных компонент излучения черного тела (см. рис. 4), компенсируют друг друга на уровне суммарной энергетической яркости вследствие осуществляемой интегральной свертки. Результаты численных экспериментов показывают, что данная компенсация наблюдается при любой температуре излучения черного тела и любых параметрах профиля дифракционной решетки, а не только тех, которые были использованы в приведенном примере. Не исключено, что изотропность энергетической яркости дифрагирующего излучения может быть строго обязательной с точки зрения Второго закона термодинамики.

Описанное свойство свертки энергетической яркости накладывает ограничения на методологию использования в последующих физических экспериментах таких инструментальных средств, как, например, тепловизионные приборы болометрического типа.

Дифракция на решетках с конечной проводимостью

Прогнозируемые эффекты могут стать предметными в том случае, если их существование найдет подтверждение в ходе натуральных физических экспериментов. В ранее описанных имитационных экспериментах рассматривалось взаимодействие диффузного поля электромагнитного излучения дискретной структуры (фотонный газ) с некоторой идеально проводящей отражающей поверхностью. Выполним оценку того, в какой мере и при каких условиях ожидаемые эффекты будут получены при использовании в качестве реального отражающего материала такого металла, как, например, алюминий.

На рис. 6 представлены диаграммы индикатрис яркости поляризационных компонент отражаемого диффузного излучения, полученные

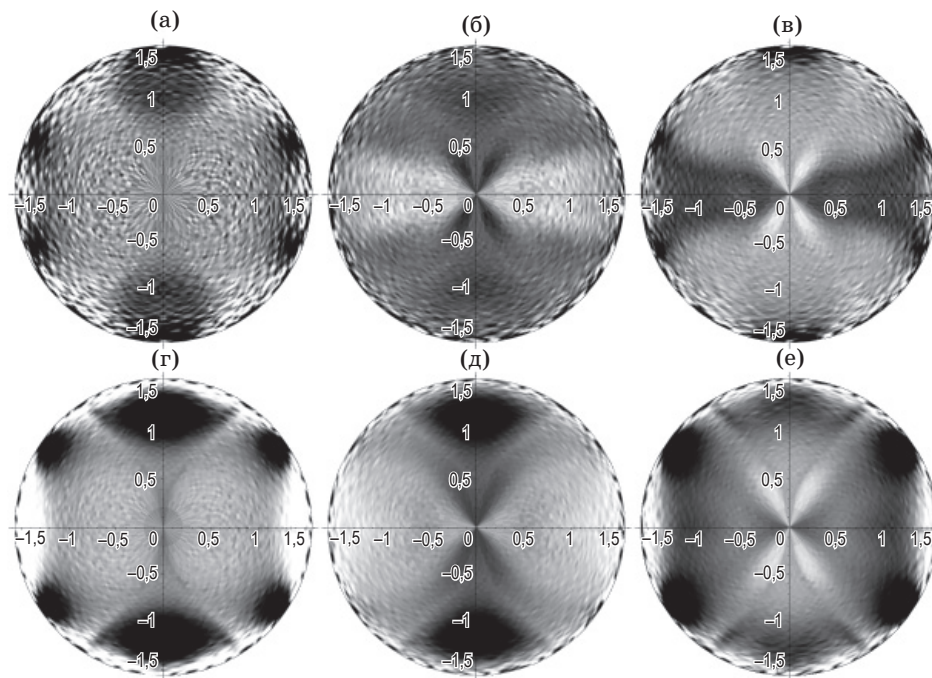


Рис. 6. Яркости поверхностей геометрически подобных алюминиевых дифракционных решеток (пропорции совпадают с описанными для рис. 2), рассеивающих диффузный свет с $\lambda = 10$ мкм (а–в – индикатрисы $S+P$, S - и P -компонент рассеяния соответственно) и $\lambda = 555$ нм (г–е – индикатрисы $S+P$, S - и P -компонент рассеяния соответственно) исходного монохромного излучения.

для двух линейных геометрически подобных алюминиевых решеток с одинаковыми относительными пропорциями между параметрами профиля их микрорельефа и длинами волн рассеиваемого излучения. Индикатрисы на рис. 6а–в отображают $S+P$, S - и P -компоненты рассеяния исходного монохромного излучения с длиной волны 10 мкм, которая соответствует планковскому максимуму мощности излучения черного тела при $T = 290$ К. На рис. 6г–е приведена аналогичная по содержанию информация для исходного монохромного излучения с длиной волны 555 нм, соответствующей наибольшей физиологической чувствительности органа зрения человека в видимой области спектра.

Если теперь сравнить рис. 2а–в для идеальной проводимости с представленной на рис. 6 информацией, то можно сделать следующие выводы:

– В дальней инфракрасной области ($\lambda = 10$ мкм) характер рассеяния излучения на решетке из хорошо проводящего реального материала непринципиально отличается от случая с идеальной проводимостью. Но при постановке физических экспериментов возможны

уже упомянутые сложности использования болометрической аппаратуры.

– В визуально наблюдаемой области спектра ($\lambda = 555$ нм) поглощение излучения материалом дифракционной решетки становится настолько интенсивным, что достоверно распознать в индикатрисе отраженного света прогнозируемый для идеальной проводимости вариант не представляется возможным. Здесь, однако, вероятна ситуация, при которой падение яркости отражающей поверхности, особенно значительное в зонах резонансных аномалий Рэля–Вуда [13, 14], в состоянии термодинамического равновесия будет компенсироваться потоками собственного термического излучения (закон Кирхгофа) соответствующей угловой направленности [15]. Если такого рода компенсация действительно существует, то уверенное наблюдение прогнозируемого эффекта станет практически осуществимым и в видимой области спектра.

Выводы

Получено численно обоснованное предположение о том, что монохромные компоненты

диффузного фотонного газа (например, излучения черного тела) могут приобретать анизотропную поляризацию в процессе своего изотропного энергетического дифракционного рассеяния, осуществляемого при определенных условиях. При этом энергетическая яркость рассеиваемого светового поля остается однородной во всех направлениях.

Иначе говоря, излучение черного тела может приобретать неоднородную поляризационную структуру в процессе взаимодействия с дифракционной решеткой, с которой это излучение находится в состоянии термодинамического равновесия. Данная структура, в силу своей большей упорядоченности, содержит ин-

формацию, позволяющую судить о топологии дифракционной решетки. Между тем, сохраняющаяся изотропность энергетической яркости исключает возможность нарушения Второго закона термодинамики.

Объективное подтверждение этого предположения даст основание для ревизии существующего понятия о наиболее вероятном макроскопическом состоянии замкнутой системы, основанном на базовом постулате статистической физики.

Автор выражает глубокую благодарность Игорю Голубенко, принимавшему активное участие в создании программных средств, использованных в настоящей работе.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Савуков В.В. Уточнение аксиоматических принципов статистической физики // Деп. ВИНТИ. № 1249-B2004 от 16.07.2004. URL: https://savukov.ru/viniti_1249_b2004_full_rus.pdf
2. Савуков В.В., Голубенко И.В. Моделирование взаимодействия произвольного светового поля с дифракционной решеткой методом Монте-Карло // Оптический журнал. 2012. Т. 79. № 7. С. 10–17.
3. Голубенко И.В., Савуков В.В. Моделирование рассеяния диффузного фотонного газа на дифракционной решетке методом Монте-Карло // Деп. ВИНТИ. № 392-B2011 от 24.08.2011. URL: https://savukov.ru/viniti_0392_b2011_full_rus.pdf
4. Granet G. Diffraction par des surfaces biperiodiques: resolution en coordonnees non orthogonales // Pure Appl. Opt. 1995. V. 4. P. 777–793.
5. Granet G. Analysis of diffraction by surface-relief crossed gratings with use of the Chandezon method: application to multilayer crossed gratings // J. Opt. Soc. Am. 1998. V. 15. № 5. P. 1121–1131.
6. Shawn-Yu Lin, Fleming J.G., El-Kady I. Three-dimensional photonic-crystal emission through thermal excitation // Opt. Lett. 2003. V. 28. № 20. P. 1909–1911.
7. Laroche M., Arnold C., Marquier F., Carminati R., Greffet J.-J., Collin S., Bardou N., Pelouard J.-L. Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 19. P. 2623–2625.
8. Clausius P. Cosine law of reflection as a result of the second main theorem of thermodynamics // Annalen der Physik. 1930. B. 4. P. 533–566.
9. Depine R.A., Valencia C.I. Reciprocity relations for s - p polarization conversion in conical diffraction // Opt. Commun. 1995. V. 117. № 3–4. P. 223–227.
10. Соболев И.М., Статников Р.Б. Выбор оптимальных параметров в задачах со многими критериями. М.: Наука, 1981. 110 с.
11. Wood R.W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum // Philosophical Magazine. 1902. V. 4. P. 396–402.
12. Lord Rayleigh. On the dynamical theory of gratings // Proc. Royal Soc. London. 1907. Series A 79. P. 399–416.
13. Савуков В.В. Нарушение изотропности диффузного излучения вследствие его дифракции на многомерных регулярных структурах // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 1. С. 95–100.
14. Савуков В.В. Нарушение закона Ламберта при дифракции диффузного фотонного газа на многомерных регулярных структурах // Деп. ВИНТИ. № 507-B2009 от 03.08.2009. URL: https://savukov.ru/viniti_0507_b2009_full_rus.pdf
15. Карабутов А.А., Кудинов И.А., Платоненко В.Т., Согоян М.А. Тепловое излучение металлических периодических поверхностей // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. № 2. С. 79–82.