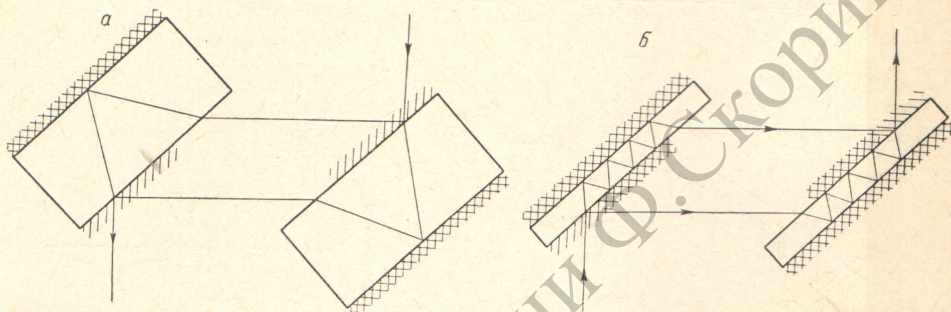


ОБ ОДНОЙ МОДИФИКАЦИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ЖАМЕНА

Ю. Г. Козлов, Г. А. Плехоткин и А. М. Шухтин

Методы исследования, связанные с использованием двухлучевых интерферометров, в настоящее время получают все более широкое применение. При этом часто возникает необходимость разведения интерферирующих пучков на большие расстояния и проведения наблюдений в условиях, не допускающих непрерывного контроля за юстировкой интерферометра и требующих от него высокой механической устойчивости. Из числа обычно используемых двухлучевых интерферометров наиболее устойчивым, по-видимому, является интерферометр Жамена. Для разведения пучков на большие расстояния в этом случае нужно использовать пластины большой толщины и достаточ-



Обычная (а) и измененная (б) схемы интерферометра Жамена.

1 — сплошное зеркало, 2 — полупрозрачное зеркало.

ной длины. Мы хотим указать на возможность создания модификации интерферометра Жамена, допускающей использование более тонких пластин для разведения интерферирующих пучков на заданное расстояние. Осуществить это возможно за счет прохождения пучками нужного расстояния внутри пластинок при отражениях на их поверхностях, покрытых отражающими слоями.

На рисунке приведены обычная (а) и предлагаемая (б) схемы интерферометра Жамена. Сравнение этих схем показывает следующее: при разведении интерферирующих пучков на одинаковые расстояния путь, проходимый светом внутри пластинок, будет одним и тем же. Поэтому требования к прозрачности и однородности материала пластинок и к степени параллельности их поверхностей в обоих случаях будут одинаковыми. Исходные блоки прозрачного материала, необходимые для изготовления пластинок, используемых в схеме (б), нужны меньших размеров, нежели в случае схемы (а). Изменяя размеры сплошных отражающих слоев при заданных размерах пластинки, используемой в схеме (б), легко изменить расстояние между интерферирующими пучками.

Естественно сравнить предлагаемую схему с интерферометром Рождественского, база которого, в принципе, может быть сделана сколь угодно большой также без применения толстых блоков стекла. Интерферометр Рождественского обладает некоторыми недостатками: он сложен в настройке и легко расстраивается, подгонка головок на одинаковую толщину — весьма кропотливое занятие. Это делает его сугубо лабораторным прибором. Наша схема свободна от таких недостатков.

К недостаткам предлагаемой схемы относятся более высокие потери света на отражениях, поскольку число отражений здесь будет больше, чем в обычной схеме.

Поступило в Редакцию 19 февраля 1973 г.

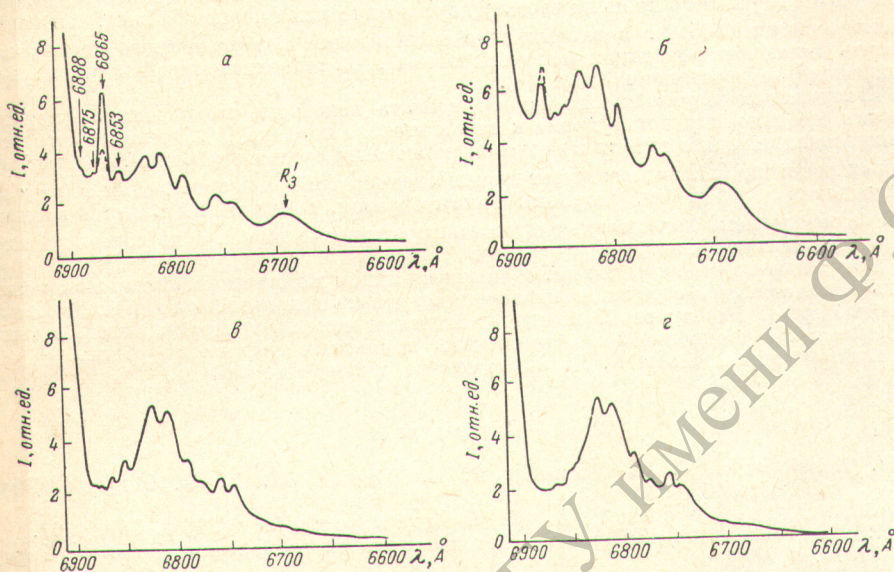
УДК 535.37 + 548.0

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПАР ИОНОВ ХРОМА В РУБИНЕ В ОБЛАСТИ АНТИСТОКСОВЫХ ФОНОННЫХ СПУТНИКОВ R-ЛИНИЙ

Л. П. Никитин, А. Я. Рыскин и З. М. Хашхожеев

Низкотемпературные спектры люминесценции рубина в области антистоксовых фоновых спутников сравнительно слабы и, насколько нам известно, не публиковались. На рисунке представлены спектры люминесценции рубина при $T=80^\circ \text{K}$.

Спектры возбуждались гелий-неоновым лазером. Длина волны излучения лазера 6328 Å лежит в области слабого поглощения, обусловленного, по-видимому, хвостами U - и R' -полос. Концентрация ионов хрома в исследованном образце составляла $\approx 0.2\%$. Исследования выполнены при различных ориентациях кристалла относительно вектора поляризации возбуждающего и излучаемого кристаллом света (см. рисунок). Ось z декартовой системы координат совпадает с оптической осью кристалла, оси x и y лежат в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Индексы в обозначении ориентации соответствуют слева направо направлению распространения возбуждающего света, его поляризации, поляризации излучаемого света, направлению распространения излучаемого света. Стрелками на рисунке указаны линии, отсутствующие в спектре при комнатной температуре и ранее не наблюдавшиеся в спектре люминесценции рубина [1]. Кроме указанных на рисунке линий, нами наблюдались также новые линии люминесценции 6912, 6905, 6898 Å. Отмеченная на рисунке линия 6853 Å



Люминесценция пар ионов хрома в области антистоксовых фононных спутников R -линий.

Стрелками отмечены линии пар, а также R_3' -линия. Ширина щели ≈ 3 Å, температура $= 80^\circ$ К. Ориентация кристалла относительно вектора поляризации возбуждающего и излучаемого кристаллом света: а — $x(xz)y$, б — $x(yx)y$, в — $x(zy)y$, г — $x(yz)y$.

при записи с высоким разрешением расщеплялась на линии 6852 и 6853 Å. Как показали наши измерения, интенсивность этих линий по отношению к интенсивности R -линий возрастает с ростом концентрации ионов хрома, и они могут быть отнесены к ионам хрома, связанным обменным взаимодействием. Из сопоставления со спектрами поглощения пар ионов хрома [1] можно, по-видимому, отнести линии 6912, 6865, 6852 и 6853 Å к переходам из верхних возбужденных подуровней на подуровни основного состояния пар ионов хрома второго порядка.

Мы исследовали более подробно люминесценцию линии 6865 Å. Ее интенсивность при $T=80^\circ$ К в $\approx 2 \cdot 10^4$ раз меньше, чем интенсивность люминесценции R -линий и в ≈ 100 раз больше, чем интенсивность наиболее сильных линий в спектре рассеяния света оптическими фононами в рубине при возбуждении гелий-неоновым лазером. Как видно из рисунка, линия 6865 Å поляризована $E \perp z$, что, очевидно, связано с ориентацией пар второго порядка относительно оси z [2]. Кроме того, в отличие от R -линий и их фононных повторений относительная интенсивность этой линии сильно зависит от поляризации возбуждающего лазерного излучения (сравнить ориентации $x(yx)y$ и $x(xz)y$). Такая зависимость показывает, что люминесценция 6865 Å не находится в тепловом равновесии с люминесценцией R -линий. Степень поляризации люминесценции в этом случае может быть оценена с помощью следующего соотношения:

$$P = \frac{I^{xx} - I^{yy}}{I^{xx} + I^{yy}}. \quad (1)$$

Здесь I^{xx} и I^{yy} — интенсивности люминесценции пары при поляризации возбуждающего света вдоль z и y , а люминесценции вдоль x . Из спектров на рисунке можно получить, что для линии 6865 Å $P \approx 0.4$ (интенсивность линии 6865 Å измерялась относительно соседних фононных спутников R -линий). Интересной особенностью люминесценции

6865 Å является тот факт, что пары не «запоминают» поляризации возбуждающего света в случае использования линии 5460 Å ртутной лампы. Люминесценция 6865 Å при возбуждении ртутной лампой представлена пунктирной линией на рисунке.

Кроме того, нами обнаружено, что линия люминесценции 7542 Å, соответствующая переходу из низшего возбужденного состояния в основное состояние пар 2-го порядка [1], также зависит от поляризации возбуждающего лазерного излучения. Но в этом случае интенсивность люминесценции больше в ориентации $x(yx)y$, чем в $x(zx)y$. Следовательно, люминесценция 6865 Å не находится в тепловом равновесии и с люминесценцией при переходах между другими подуровнями пар 2-го порядка, т. е. является неравновесной.

Тот факт, что люминесценция 6865 Å не зависит от поляризации возбуждающего света 5460 Å, может быть объяснен зависимостью правил отбора для неравновесной люминесценции от частоты возбуждающего света. Так как частота излучения гелий-неонового лазера всего лишь на частоту двух оптических фононов больше, чем частота люминесценции 6865 Å, в запоминание поляризации возбуждающего света может вносить вклад интерференция между неравновесной люминесценцией и резонансным двухфононным рассеянием света [3].

Полученные результаты позволяют сделать некоторые заключения о переносе энергии от одиночных ионов хрома к парам второго порядка [4]. Очевидно, что часть люминесценции, находящаяся в тепловом равновесии с люминесценцией R -линий одиночных ионов хрома, не превышает люминесценции 6865 Å в ориентации $x(yx)y$ при возбуждении лазером (см. рисунок). Таким образом, большая часть люминесценции 6865 Å обусловлена поглощением света непосредственно парой, а не переносом энергии от одиночных ионов.

В заключение отметим, что наблюдавшиеся линии люминесценции пар и их зависимость от поляризации возбуждающего света могут быть использованы для исследования свойств пар, обмена энергией между одиночными ионами и парами ионов, а также особенностей неравновесной люминесценции примесных центров в рубине.

Авторы признательны Б. П. Захарчене за обсуждение работы.

Литература

- [1] P. Kisliuk, N. C. Chang, P. L. Scott, M. L. H. Pryce. Phys. Rev., 184, 367, 1969.
- [2] А. А. Каплянский, А. К. Пржевуский. ФТТ, 9, 257, 1967.
- [3] К. Р. Ребане. Вторичное свечение примесного центра кристалла, Тарту, 1970.
- [4] G. F. Jmbusch. Phys. Rev., 153, 326, 1967.

Поступило в Редакцию 12 марта 1973 г.

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА ХАРАКТЕР СВЕЧЕНИЯ ЛИНИЙ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ И ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ

В. Г. Мишаков, П. А. Погорелый и А. М. Шухтин

Ранее в работе [1] нами отмечалось, что добавление водорода в плазму, содержащую смесь паров Na или K с инертными газами, меняет характер свечения спектральных линий щелочных металлов. В настоящее время проведены более систематические исследования свечения спектральных линий щелочных металлов Li, Na, K, Rb, Cs, также гелия при добавлении водорода в плазму, содержащую указанные элементы. Применение прямоугольного импульса тока с хорошим задним фронтом позволило выявить изменение свечения линий в самом импульсе и после него при добавлении H_2 . Это изменение характеризуется следующими особенностями: 1) значительно усиливается свечение во время разряда (для щелочных металлов, как видно из рисунка, б, свечение присутствует только на переднем фронте импульса, пока не произошла полная ионизация паров металла); 2) исчезает длительное послесвечение, рекомбинация происходит за 4 мксек.; 3) добавка излучения, связанная с добавлением водорода, нарастает в течение 5 мксек.

Осциллограммы (см. рисунок, б, в) сняты в режиме, характеризующемся следующими параметрами: концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (определялась по уширению линии водорода H_β), температура электронов $T_e = 70\,000 \text{ K}^\circ$, давление гелия