

04:07

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ПЛОТНОЙ HeCd ПЛАЗМЕ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

© С.В.Макаров, Ю.Н.Новоселов

Институт электрофизики УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
(Поступило в Редакцию 4 апреля 1995 г.)

Разработана модель импульсного объемного разряда в гелий-кадмиевой смеси высокого давления, позволяющая рассчитывать поведение во времени концентрации различных компонентов смеси, ток и напряжение на разрядном промежутке, а также параметры люминесценции и лазерной генерации на переходах иона кадмия и достаточно хорошо описывающая экспериментальные данные.

Плотная смесь паров кадмия с гелием интересна прежде всего с точки зрения получения в ней лазерной генерации в широком диапазоне спектра от ИК до УФ на атомарных и ионных переходах. Поведение смеси гелия с кадмием изучено лучше всего при низком давлении и электроразрядном способе накачки [1]. Эта смесь при высоком давлении исследовалась также при накачке продуктами ядерных реакций [2,3] и электронным пучком [4,5]. Первые эксперименты по накачке гелий-кадмиевой смеси атмосферного давления электрическим разрядом появились недавно [6-8]. В настоящей работе методом численного моделирования исследовались процессы, происходящие в плотной гелий-кадмиевой плазме, возбуждаемой импульсным объемным разрядом.

Основу расчетной модели составляла модель HeCd лазера атмосферного давления, накачиваемого электронным пучком [9], расширенная процессами возбуждения и ионизации атома кадмия электронным ударом. Это стало возможным благодаря рассчитанным в обобщенной борн-кулоновской модели с нормировкой и учетом обмена сечений возбуждения синглетных и триплетных уровней атома кадмия, а также сечений ступенчатой ионизации из атомарных состояний. Учитывались также процессы ионизации атома кадмия с одновременным возбуждением иона. Сечения для этих процессов были взяты из работы [10]. При моделировании учитывалось также присутствие в реальных экспериментах разнообразных примесей в малых количествах. В расчетах в качестве примеси использовались абстрактные частицы, которые моделировали собой смесь атомов и молекул водорода, кислорода, азота

и некоторых инертных газов. Как и в [11], примесь считалась состоящей из двух состояний. Одно соответствует основному уровню, а другое (верхнее) соответствует состоянию иона и всем возбужденным состояниям. Учитывались процессы перезарядки на примесь атомарных и молекулярных ионов гелия, а также пеннинговская ионизация примеси.

Методика моделирования объемного разряда аналогична [12]. В объемном разряде существенную роль играют процессы возбуждения и ионизации атомов и молекул электронным ударом. Константы этих процессов зависят от функции распределения электронов по энергии. При изменении во времени таких параметров плазмы, как концентрация электронов и приложенное к разрядному промежутку электрическое поле, функция распределения электронов и константы процессов, происходящих с участием электронов, пересчитывались с помощью уравнения Больцмана. К кинетической модели были добавлены уравнения для тока в разрядном контуре и напряжения на зарядном конденсаторе, а также уравнения для излучения на интересующих линиях.

Расчеты проводились на ЭВМ IBM 486 DX2 в операционной среде OS/2 с помощью набора классов на языке C++, что позволяет записывать систему химических реакций в общепринятом виде, при этом сама эта запись представляет собой C++ программу, описывающую модель плазмы. В этом подходе формирование рабочей программы вычислений происходит не за несколько этапов, как в пакете PLASER [13], а непосредственно и обеспечивает высокую гибкость описания модели.

На рис. 1 приведены экспериментальные (штриховая кривая) [6-8] и теоретические (сплошная) осциллограммы тока и напряжения на раз-

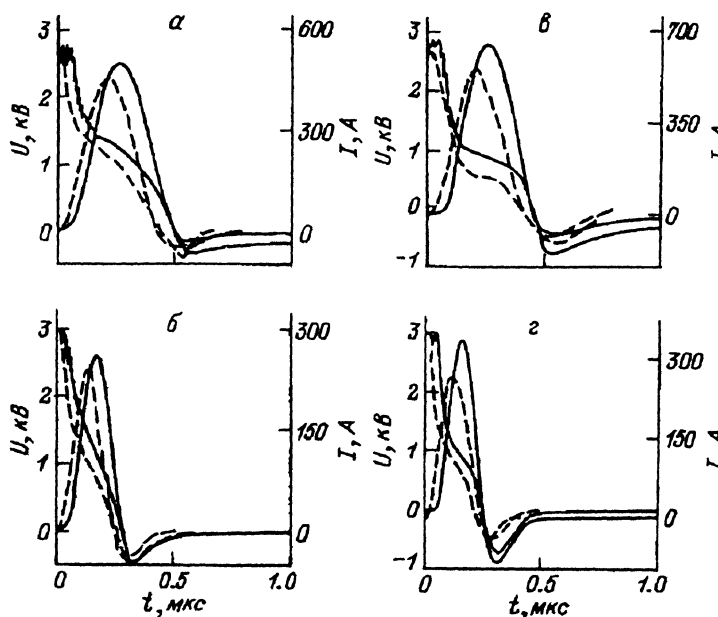


Рис. 1. Экспериментальные (штриховая кривая) и расчетные (сплошная) осциллограммы тока и напряжения на разрядном промежутке.

Температура смеси, °С: а, б — 325; в, г — 385. Емкость: а, в — $4 \cdot 10^{-8}$ Ф; б, г — $1 \cdot 10^{-8}$ Ф.

рядном промежутке. Рис. 1, а, б соответствуют температуре газа 325°С, а рис. 1, в, г — 385°С. Осциллограммы на рис. 1, а, в получены при зарядной емкости 0.04 мкФ, а осциллограммы на рис. 1, б, г — при емкости 0.01 мкФ. Видно, что с ростом температуры смеси ток через разрядный промежуток увеличивается. Это связано с тем, что при более высокой температуре в смеси находится большее количество атомов кадмия, которые ионизируются гораздо легче, чем атомы гелия, и тем самым обеспечивают более высокую концентрацию электронов. С ростом температуры смеси длительность импульса тока немного уменьшается, что также связано с более высокой концентрацией в смеси легкоионизируемой добавки в виде атомов кадмия. С уменьшением емкости зарядного конденсатора происходит уменьшение амплитуды и длительности импульса тока через разрядный промежуток, что связано с меньшей величиной энергии, запасенной в конденсаторе. Видно, что построенная в работе модель разрядных процессов дает удовлетворительное согласие с экспериментом [6-8].

При моделировании лазеров на смеси различных газов важное значение имеет изменение во времени концентраций компонентов смеси, как нейтральных, так и ионизованных. Особое значение имеет временное поведение возбужденных частиц, поскольку позволяет видеть основные механизмы заселения лазерных уровней. Рассмотрим поведение компонентов плазмы при температуре газа 350°С, начальном напряжении на разрядном промежутке 3 кВ и емкости зарядного конденсатора 4.7 нФ. При накачке газовой смеси электронным пучком заселение энергетических уровней идет "сверху", т.е. вначале заселяются более высоколежащие состояния, а затем за счет рекомбинации, де-возбуждения и других процессов заселяются низколежащие состояния. При накачке же газовой смеси электрическим разрядом наблюдается обратная картина. Вначале заселяются низколежащие уровни, а затем вследствие ступенчатых процессов возбуждения и ионизации заселяются более высоко лежащие уровни. Это наблюдается на рис. 2, а, где показано поведение во времени концентраций компонент гелия, с которых возбуждение может передаваться на кадмий. Пиковая концентрация метастабилей гелия $\text{He}(2^3S_1)$ и $\text{He}(2^1S_0)$ достигает величины $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и примерно на порядок превышает концентрацию He_2^+ . Несмотря на то что константа четырехчастичной конверсии атомарных ионов гелия в молекулярные была уменьшена на порядок по сравнению с работой [9], концентрация атомарных ионов остается гораздо меньше концентрации ионов молекулярных. Концентрации молекулярных метастабилей гелия $\text{He}_2(A^1\Sigma_u)$ и $\text{He}_2(a^3\Sigma_u)$ невысоки, ими можно пренебречь, поскольку они играют очень малую роль в накачке верхних лазерных уровней иона кадмия. По окончании импульса тока метастабильные атомы гелия в результате реакции пеннинговской ионизации переходят в атомарные ионы, а затем с помощью конверсии — в молекулярные ионы, поэтому наблюдается плавное падение концентрации He_2^+ . На рис. 2, а видно, что концентрация ионов кадмия в основном состоянии почти равна концентрации электронов. Это связано с тем, что кадмий играет в этой смеси роль легкоионизируемой добавки и почти весь поток ионизации идет именно через него.

Для исследования вопроса о получении лазерной генерации на ионных переходах кадмия необходимо иметь информацию о механизмах накачки верхних лазерных уровней, а также о скоростях этих меха-

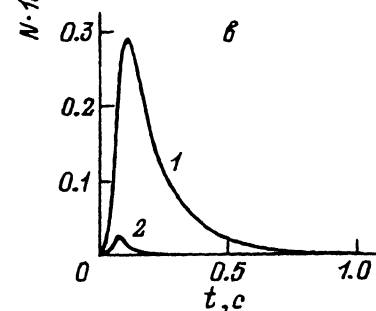
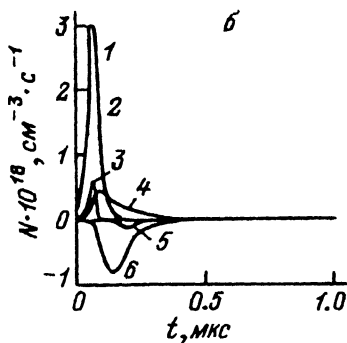
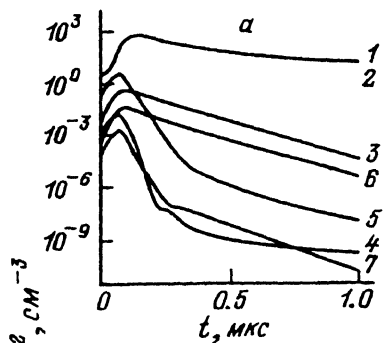


Рис. 2. Концентрации компонентов смеси (а, в) и скорости заселения и разгрузки уровня $Cd(5s^{22}D_{5/2})$.

а: 1 — электроны, 2 — Cd^+ , 3 — He_2^+ , 4 — He^+ , 5 — $He(2^3S_1)$ и $He(2^1S_0)$, 6 — $He_2(a^3\Sigma_u)$, 7 — $He_2(A^1\Sigma_u)$; б: 1, 2 — пеннинговская ионизация с $He(2^3S_1)$ и $He(2^1S_0)$ соответственно, 3 — прямой электронный удар, 4 — перезарядка с He_2^+ , 5 — рекомбинация, 6 — девозбуждение электронами; в: 1 — $Cd(5s^{22}D_{5/2})$, 2 — $Cd(5p^2P_{3/2})$.

низмов. На рис. 2,б представлены скорости заселения и разгрузки верхнего лазерного уровня $Cd(5s^{22}D_{5/2})$ линии 441.6 нм в различных реакциях. Наибольшая доля потока накачки идет посредством пеннинговской ионизации с метастабильных атомов гелия, концентрация которых довольно велика. Следующими по величине механизмами, заселяющими верхний лазерный уровень, являются прямой электронный удар и перезарядка молекулярного иона гелия. Здесь проявляется отличие кинетики при разрядном способе накачки от накачки электронным пучком. В работе [9] было показано, что лидирующим механизмом заселения уровня $Cd(5s^{22}D_{5/2})$ является перезарядка на кадмии молекулярного иона гелия, а потоки накачки от пеннинговской ионизации и перезарядки молекулярного иона гелия были разнесены во времени. При этом максимальное значение концентрации уровня $Cd(5s^{22}D_{5/2})$ определялось перезарядкой с He_2^+ , а следующий за ним плавный спад определялся пеннинговской ионизацией. В случае же электроразрядного способа накачки механизмы заселения как бы меняются местами, но при этом отсутствует ярко выраженное разделение по времени действия, хотя плавный спад концентрации уровня $Cd(5s^{22}D_{5/2})$ определяется исключительно перезарядкой He_2^+ . Величины остальных процессов, накачивающих уровень $Cd(5s^{22}D_{5/2})$, очень малы и на рисунке не показаны. Основными процессами, разгружающими верхний лазерный уровень, являются девозбуждение электронами и рекомбинация, а не конверсия атомных ионов кадмия и спонтанная эмиссия, как при накачке электронным пучком [9]. Это объясняется большей концентрацией электронов в разряде по сравнению с пучковой накачкой.

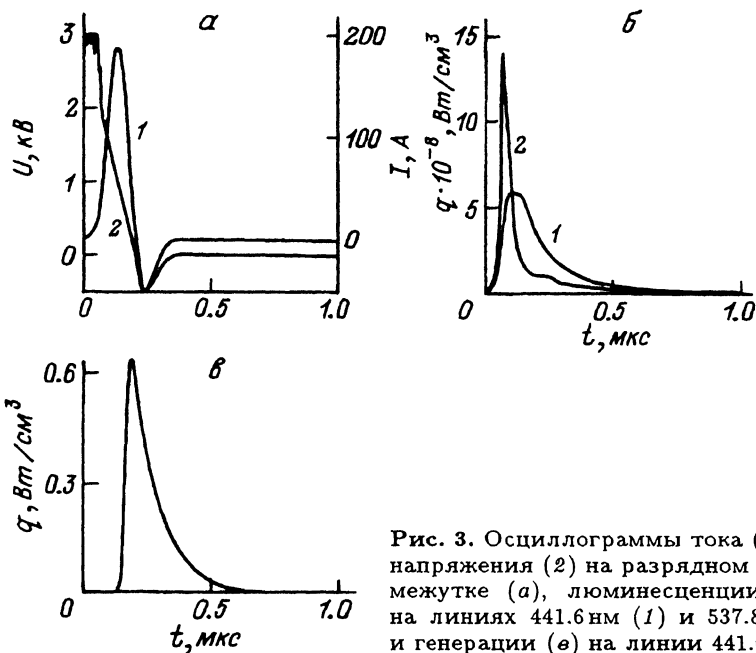


Рис. 3. Осциллограммы тока (1) и напряжения (2) на разрядном промежутке (а), люминесценции (б) на линиях 441.6 нм (1) и 537.8 (2) и генерации (в) на линии 441.6 нм.

Эти же механизмы заселения и разгрузки свойственны для верхнего лазерного уровня ($5s^{22}D_{3/2}$) УФ линии, однако амплитуда скоростей заселения и разгрузки примерно в 1.5–2 раза меньше. Несколько иные механизмы заселения имеет верхний уровень зеленой линии. Наиболее значительными среди них являются перезарядка молекулярного иона гелия на атомарном метастабиле кадмия и пеннинг с $\text{He}(2^3S_1)$ на Cd^* . Основным механизмом разгрузки уровня является девозбуждение электронами. Вследствие указанных выше процессов на переходах, соответствующих УФ и зеленой линиям излучения, наблюдается инверсия населенности, однако она не превышает пороговую, поэтому в расчете на данных линиях генерация не наблюдалась.

На рис. 2, в представлены концентрации верхнего и нижнего уровней для линии 441,6 нм. Кривая 1 представляет собой поведение во времени концентрации уровня $\text{Cd}(5s^{22}D_{5/2})$, формируемое в результате действия вышеописанных механизмов, а кривая 2 — концентрацию уровня $\text{Cd}(5p^2P_{3/2})$. Как видно из рисунка, величина инверсии на переходе $\text{Cd}(5s^{22}D_{5/2})$ – $\text{Cd}(5p^2P_{3/2})$ довольно значительная, и можно ожидать возникновения лазерной генерации на переходе с длиной волны 441,6 нм.

Все кривые, описанные выше и показанные на рис. 2, соответствуют условиям эксперимента [7]. На рис. 3, а приведены расчетные осциллограммы тока и напряжения, соответствующие эксперименту, а на рис. 3, б — осциллограммы люминесценции на синей и зеленой (537,8 нм) линиях излучения при этих же условиях. Эти осциллограммы тока и напряжения достаточно точно совпадают с экспериментальными [7]. Интенсивность люминесценции на зеленой линии, как и в эксперименте, приблизительно в два раза превышает интенсивность

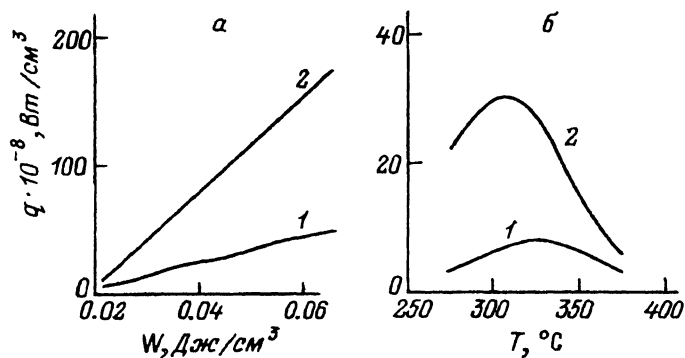


Рис. 4. Зависимости люминесценции от энерговклада (а) и от температуры смеси (б) (1 — 441.6, 2 — 537.8 нм).

синей линии, но форма расчетных осциллограмм несколько отличается от экспериментальных. На рис. 3, в приведен рассчитанный импульс генерации на синей линии.

Как и в экспериментальной работе [7], были получены зависимости люминесценции на линиях 441.6 и 537.8 нм от энерговклада и температуры смеси (рис. 4). Повышение энерговклада в разряд достигалось простым повышением начального напряжения на зарядном конденсаторе, а следовательно, тока через разрядный промежуток. Диапазон изменения энерговклада лежал в районе от 0.021 до 0.066 Дж/см³, что соответствует напряжению на разрядном промежутке от 3 до 6 кВ. Во всем диапазоне изменения энерговклада интенсивность линии 537.8 нм превышает интенсивность линии 441.6 нм, практически линейно возрастая, в то время как интенсивность синей линии входит в насыщение. Это, по-видимому, обусловлено тем, что с ростом энерговклада возрастает роль процесса ступенчатой ионизации гелия из атомарных метастабильных состояний, а поскольку пеннинг с этих состояний — основной механизм заселения верхнего уровня синей линии, то интенсивность этой линии насыщается. Такое же поведение зависимости люминесценции от энерговклада на указанных выше линиях было обнаружено в работе [7]. Достаточно близко к экспериментальным данным лежат также зависимости интенсивности линий от температуры. Как и в эксперименте, на обеих линиях наблюдается максимум. Однако если в эксперименте расположение максимумов двух линий примерно совпадает и расположен он в районе 340–350°C, то в расчете максимум излучения синей линии приходится примерно на 330–340°C, а зеленой линии — на 300–310°C, что, по нашему мнению, связано с недостаточной изученностью зависимости констант реакций от температуры смеси. Наличие оптимума по температуре объясняется тем, что с ростом температуры смеси до оптимальной растет концентрация атомов кадмия, а следовательно, и интенсивность люминесценции. После достижения оптимальной температуры рост концентрации атомов кадмия приводит к понижению температуры электронов в разряде, которая в свою очередь влияет на способность ионизовать и возбуждать смесь. Вследствие этого ионизованных атомов кадмия становится меньше и интенсивность люминесценции снижается.

Итак, в работе построена модель импульсного разряда в гелий-кадмиевой смеси высокого давления, проанализированы механизмы, приводящие к заселению ионных уровней кадмия, а также различия в кинетике, связанные с типом источника накачки. Оценена возможность получения генерации на ионных переходах кадмия.

Список литературы

- [1] *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* // Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 255 с.
- [2] *Копай-тора А.П., Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламата Б.С.* // Опт. и спектр. 1989. Т. 67. Вып. 3. С. 526-532.
- [3] *Миськевич А.И., Ильяшенко В.С., Саламата Б.С. и др.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 402-404.
- [4] *Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 18-21.
- [5] *Горюнов Ф.Г., Держиев В.И., Жидков А.Г. и др.* // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 10. С. 2039-2046.
- [6] *Гарусов К.А., Новоселов Ю.Н., Сурков Ю.С.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 138-142.
- [7] *Новоселов Ю.Н., Сурков Ю.С.* // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. Вып. 2. С. 318-322.
- [8] *Гарусов К.А., Новоселов Ю.Н., Сурков Ю.С.* // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 5. С. 20-23.
- [9] *Макаров С.В., Новоселов Ю.Н., Осипов В.В.* // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 8. С. 974-978.
- [10] *Goto T., Hane K., Okuda M., Hattori S.* // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. N 4. P. 1844-1849.
- [11] *Гудзенко Л.И., Лакоба И.С., Сыцько Ю.И., Яковленко С.И.* // Препринт ИОФАН. М., 1977. 31 с.
- [12] *Lacina W.V.* Theoretical Modeling of Molecular and Electron Kinetic Processes. Northrop Research and Technology Center, One Research Park, Palos Verdes Peninsula (California), 1979. 320 p.
- [13] *Карелин А.В., Яковленко С.И.* // Квантовая электрон. 1993. Т. 20. № 7. С. 631-651.