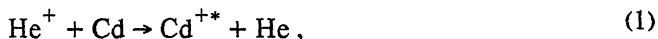


02
© 1992 г.МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В He–Cd СМЕСИ ПРИ ИОННОЙ И
ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКАХА. Д. Андреев, С. В. Макаров, Ю. В. Новоселов,
В. В. Рыжов, И. Ю. Турчановский

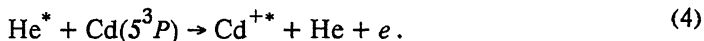
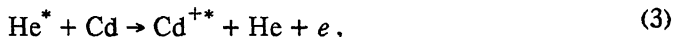
Исследовано влияние функции распределения вторичных электронов, образующихся при торможении пучка электронов и протонов, являющихся продуктами ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{T}$ ядерной реакции, на скорости накачки рабочих лазерных уровней He–Cd смеси. Показано, что скорость образования иона CdII ($4d^9 5s^2 D_{3/2, 5/2}$) прямым электронным ударом не зависит от типа источника накачки, а определяется величиной удельного энерговклада в газовую смесь. На основе рассчитанных скоростей возбуждения проведено моделирование излучения He–Cd смеси при электронной и ионной накачках.

Введение

Лазерная генерация на ионе CdII на нескольких различных длинах волн получена при возбуждении He–Cd смеси высокого давления сильноточным пучком электронов [1–4] и осколками деления ядерных реакций [5, 6]. Накачка верхних лазерных уровней иона кадмия может производиться в реакциях перезарядки ионов He^+ и He_2^+ на атомах Cd



и в реакциях пеннинговской ионизации атомов Cd



При воздействии жесткого ионизатора в результате ионизационных столкновений первичных частиц с атомами газовой смеси появляется достаточно большая группа высокоэнергетичных электронов. Эти электроны способны ионизовать и возбуждать атомы газа, создавая дополнительную накачку лазерных уровней иона CdII,



Реальность такого механизма накачки была подтверждена в экспериментах по генерации лазерного излучения в чистых парах Cd и в их смесях с другими газами [7]. Следует отметить, что при использовании в качестве жесткого ионизатора осколков деления ядерных реакций спектр источника вторичных электронов будет иным, чем при использовании электронного пучка. В этом случае появляется большое количество медленных электронов, неспособных эффективно накачивать верхние лазерные уровни бейтлеровского спектра иона CdII.

В работе проведены модельные расчеты параметров излучения He—Cd смеси при накачке ее сильноточным электронным пучком и осколками деления ядерных реакций с учетом различных спектров источника вторичных электронов. Для выяснения физики происходящих процессов численное моделирование параметров излучения производилось в предположении равенства энерговыделений при электронной и ионной накачках.

Описание модели расчетов

Одна из особенностей воздействия жесткого ионизатора на газовую смесь заключается в появлении группы высокоэнергетичных вторичных электронов, образующихся в ионизационных столкновениях первичных электронов пучка или осколков деления с атомами газа. Вторичные высокоэнергетичные электроны замедляются, растрчивая энергию в неупругих столкновениях с атомами и ионами газовой смеси и образуя ионизационный каскад вторичных электронов первого, второго и т. д. поколений. Во время развития ионизационного каскада происходит накачка уровней иона CdII в реакциях (5) прямым электронным ударом.

С точки зрения теории рассеяния [8] процесс ионизации атома можно рассматривать как бинарное столкновение налетающей первичной частицы с одним из электронов оболочки. Вследствие большого различия масс иона и электрона при ионизации атома быстрым первичным электроном образуются более высокоэнергетичные вторичные электроны, а при ионизации ионами спектр вторичных электронов будет смещен в низкоэнергетическую область. Так как сечения ионизации с одновременным возбуждением уровней иона CdII имеют максимум в области низких энергий, то при преобладании в деградационном спектре электронов именно этого энергетического интервала будет происходить интенсивная накачка верхних лазерных уровней бейтлеровского спектра иона CdII прямым электронным ударом.

Для выяснения роли этого механизма возбуждения газовой смеси были проведены расчеты параметров лазерной генерации в He—Cd смеси с учетом накачки верхних лазерных уровней иона CdII вторичными электронами ионизационного каскада, создаваемого электронным пучком с начальной энергией 200 кэВ и протонами с начальной энергией 760 кэВ, являющимися продуктами ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ ядерной реакции [6]. Для расчета параметров лазерного излучения использовался модельный прямоугольный импульс, соответствующий удельным мощностям накачки 100 Вт/см^3 . Парциальные концентрации гелия и кадмия составили соответственно $2.6 \cdot 10^{19}$ и $1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Обычный метод расчетов скоростей накачки ионизационным каскадом вторичных электронов заключается в определении числа W [9]. Число W характеризует энергию, необходимую для образования одного рассматриваемого возбужденного состояния. Подробное описание способа расчета этих величин приведено в [10]. Скорости накачки определяются при этом как отношение удельной мощности накачки P (Вт/см^3) к энергии W (Дж), пошедшей на образование одного возбужденного состояния. Например,

$$\frac{\partial n(\text{Cd}^{+*})}{\partial t} = \frac{P}{W(\text{Cd}^{+*})}. \quad (6)$$

При одинаковых значениях P скорость накачки электронным ударом в реакции (5) при возбуждении газовых смесей электронным пучком и продуктами деления определяется числом W . В свою очередь эта величина зависит от деградационного спектра [11], формирующегося в процессе развития ионизационного каскада.

Рассчитанные значения скоростей накачки являются начальными данными для моделирования поуровневой кинетики и излучения иона CdII при накачке

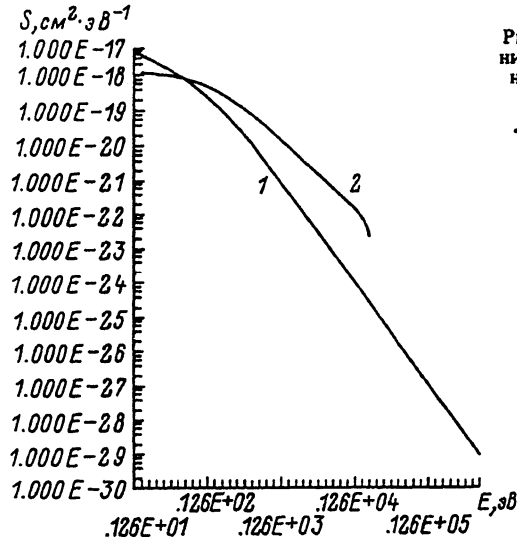


Рис. 1. Дифференциальные спектры образования вторичных электронов S высокоэнергетичными электронами 200 кэВ (1) и протонами 760 кэВ (2).

Расчет характеристик излучения

Начальным этапом проведенных расчетов является определение спектра рождающихся вторичных электронов. На рис. 1 приведены дифференциальные по энергии вторичного электрона сечения ионизации S атома He электроном (200 кэВ) и протоном (760 кэВ). Для расчета сечения ионизации ионами была использована формула из [13], а сечение ионизации электронами определяется формулой из [14]. Сравнение дифференциальных сечений показывает преобладающее количество медленных электронов в полном их спектре при ионной накачке. При электронной накачке значительная часть электронов содержится в высокоэнергетическом "хвосте" дифференциального сечения.

Спектр вторичных электронов, рождающихся в ионизационных столкновениях первичных частиц с атомами газа, является начальным параметром для расчетов деградиационного спектра всего ионизационного каскада и определения значений W . Моделирование деградиационного каскада вторичных электронов производилось методом Монте-Карло [15]. В процессе моделирования учитывались столкновения, сопровождающиеся ионизацией и возбуждением атомов газовой смеси электронами каскада. По результатам этого этапа расчетов восстанавливались деградиационный спектр и функция распределения вторичных электронов по

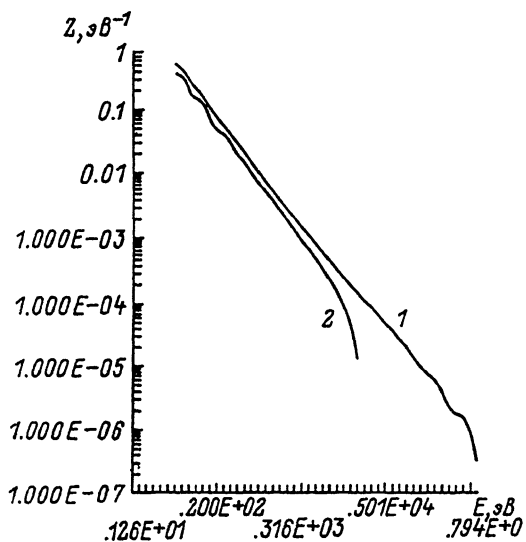


Рис. 2. Нормированные на один электрон деградиационные спектры вторичных электронов Z , образованные первичными электронами 200 кэВ (1) и протонами 760 кэВ (2).

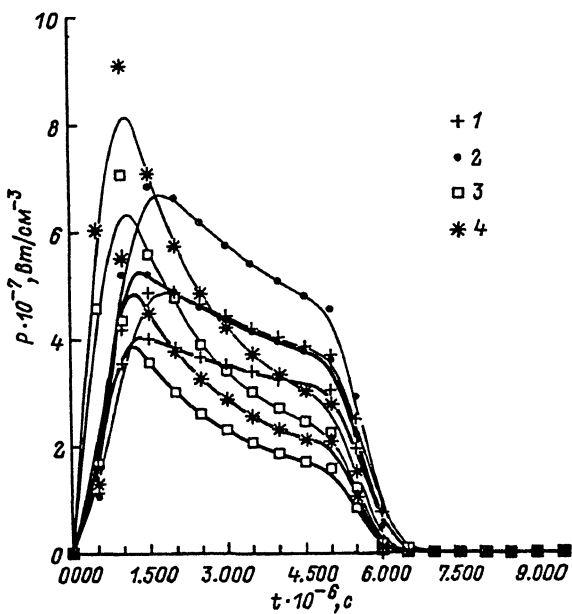
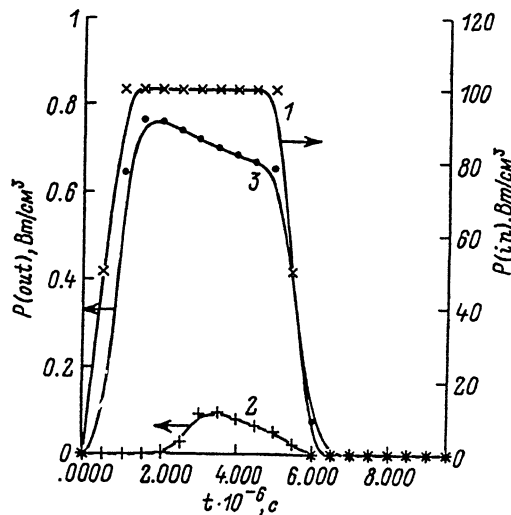


Рис. 3. Временная зависимость мощности спонтанного излучения P при электронной накачке (тонкая линия) и ионной накачке (жирная линия).

1 — 325.0, 2 — 441.6, 3 — 533.7, 4 — 537.8 нм.

энергии [11]. В таблице приведены рассчитанные значения энергии образования электрон-ионной пары в He—Cd смеси, возбуждаемой пучком низкоэнергетических электронов с энергией 5 кэВ и спектрами вторичных электронов, образованных высокоэнергетичными электронами (200 кэВ) и протонами (760 кэВ). Для сравнения в таблице приведены значения энергии образования электрон-ионной пары для чистого He, рассчитанные нами и взятые из [16].

Деградационные спектры вторичных электронов Z , формирующиеся при накачке He—Cd смеси пучком электронов (200 кэВ) и протонами (760 кэВ) и нормированные на один вторичный электрон, приведен на рис. 2. В области энергий, соответствующих максимуму ионизации Cd, различия между деградационными спектрами при ионной и электронной накачке слабо влияют на величину W (см. таблицу). Объяснения этому факту могут быть следующие. Хотя при ионизации атомов высокоэнергетичными электронами быстрые вторичные электроны получают большую часть энергии первичной частицы, чем при ионизации ионами, и, следовательно, медленных вторичных электронов рождается меньше, быстрые электроны никуда не исчезают. При развитии ионизационного каскада они



Деградационными спектрами при ионной и электронной накачке слабо влияют на величину W (см. таблицу). Объяснения этому факту могут быть следующие. Хотя при ионизации атомов высокоэнергетичными электронами быстрые вторичные электроны получают большую часть энергии первичной частицы, чем при ионизации ионами, и, следовательно, медленных вторичных электронов рождается меньше, быстрые электроны никуда не исчезают. При развитии ионизационного каскада они

Рис. 4. Временная зависимость мощности лазерного излучения $P(out)$ при накачке He—Cd смеси жестким ионизатором.

Удельная мощность накачки $P(in)$ 100 Вт/см²,
1 — импульс накачки, 2 — 325.0, 3 — 441.6 нм.

замедляются и, кроме того, сами образуют достаточно медленные третичные и т. д. электроны, которые появляются в области низких энергий. Таким образом, в области энергий 10—100 эВ различия в деградационных спектрах ионизационных каскадов при электронной и ионной накачке не превышают 10—15 %. Результатом этого является приблизительное равенство величин $W(\text{Cd}^{++})$ (см. таблицу) и,

	1	2	3	4
He, W_{ion}	44.35	48.43	46.8	53.91
He—Cd, W_{ion}	43.64	47.42	—	52.48
He—Cd, $W(\text{Cd}^{++} 2D_{3/2})$	—	1281.70	—	1026.55
He—Cd, $W(\text{Cd}^{++} 2D_{5/2})$	—	633.11	—	504.54

Примечание. В 1-м столбце приведены значения энергий образования электрон-ионной пары W_{ion} [эВ] и иона Cd^{++} в возбужденных состояниях $4d^9 5s^{22} D_{3/2, 5/2}$ при накачке He и He—Cd смеси пучком моноэнергетических электронов с энергией 5 кэВ, во 2-м — спектрами вторичных электронов от электронного пучка с энергией 200 кэВ и в 4-м — от осколков деления ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$. В 3-м столбце даны расчетные значения из [16].

следовательно, скоростей накачки верхних лазерных уровней бейтлеровского спектра иона CdII ($4d^9 5s^{22} D_{3/2, 5/2}$) прямым электронным ударом при возбуждении газовой смеси He—Cd электронным пучком и осколками деления. Равенство скоростей возбуждения при электронной и ионной накачках было также показано при исследовании процесса возбуждения Xe— NF_3 смеси [17].

На рис. 3 приведены результаты расчетов спонтанного излучения (люминесценции) при накачке He—Cd смеси электронным пучком и осколками деления. Расчеты показывают, что мощность спонтанного излучения P при ионной накачке несколько меньше, чем при накачке электронным пучком. Это вызвано возрастанием роли процессов тушения верхних лазерных уровней тепловыми электронами плазмы, которые более эффективно и в большем количестве образуются при ионной накачке [18].

Для расчетов характеристик генерации лазерного излучения учитывались параметры резонатора, в который помещена активная среда. Расчеты выполнены для резонатора длиной 70 см, образованного зеркалами диаметром 5 см с коэффициентами отражения 99 и 95 %. При одинаковых скоростях накачки и одинаковых энергокладах $P(\text{in})$ следует ожидать равенства характеристик излучения, что и подтвердилось при расчетах. Временная зависимость мощности лазерного излучения $P(\text{out})$ на длинах волн $\lambda = 325.0$ и 441.6 нм показана на рис. 4. Характеристики излучения при электронной накачке и при накачке протонами тождественны. Задержка в генерации излучения относительно импульса энергоклада связана с развитием фотонной лавины и преодолением порога генерации.

Заключение

Разработанная модель лазера высокого давления с накачкой жестким ионизатором позволяет провести полный самосогласованный расчет работы He—Cd лазера, начиная от ввода энергии в газовую смесь и кончая выходом лазерного излучения. Проведен анализ влияния на характеристики излучения источника накачки различных типов: сильнооточного пучка электронов и осколков деления ядерных реакций. При том и другом источнике накачки ввиду слабого влияния деградационного спектра вторичных электронов на скорости накачки верхних лазерных уровней прямым электронным ударом характеристики лазерного излучения при одинаковых энергокладах равны. Таким образом, в реальных условиях различия в мощности излучения при всех остальных одинаковых пара-

метрах будут определяться лишь удельными мощностями накачки газовой смеси, зависящими от внешнего источника.

Список литературы

- [1] *Rocca J. J., Mancini H. L., Wernsman B.* // IEEE J. 1986. Vol. 22. N 3. P. 509 — 512.
- [2] *Бугаев С. П., Горюнов Ф. Г., Нагонный Д. Ю.* и др. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 4. С. 774 — 778.
- [3] *Держиев В. И., Жидков А. Г., Карелин А. В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 18 — 21.
- [4] *Горюнов Ф. Г., Держиев В. И., Жидков А. В.* и др. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 10. С. 2039 — 2046.
- [5] *Миськевич А. И., Дмитриев А. Б., Ильяшенко В. С.* и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 13. С. 818 — 821.
- [6] *Миськевич А. И., Ильяшенко В. С., Саламаха Б. С.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 402 — 404.
- [7] *Жуков В. В., Иванов И. Г., Сэм М. Ф.* // ЖПС. 1977. Т. 26. № 3. С. 544 — 547.
- [8] *Кольчужкин А. М., Учайкин В. В.* Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. 255 с.
- [9] *Беспалов В. И., Рыжов В. В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 7. С. 1403—1408.
- [10] *Абдрашитов В. Г., Андреев А. Д., Рыжов В. В.* и др. Препринт ИСЭ. № 53. Томск, 1989. 12 с.
- [11] *Никеров В. А., Шолин Г. В.* Кинетика деградационных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 137 с.
- [12] *Макаров С. В., Новоселов Ю. Н., Осипов В. В.* // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 8. С. 974 — 978.
- [13] *Gryzinski M.* // Phys. Rev. 1965. Vol. 138. N 2A. P. A336 — A358.
- [14] *Green A. E. S., Sawada T.* // J. Atmos. Terr. Phys. 1972. Vol. 34. N 5. P. 1719 — 1728.
- [15] *Андреев А. Д.* // Тез. докл. Всесоюз. научн. студ. конф. "Физическая оптика". Томск, 1989. С. 30.
- [16] *Kushner M. J.* Inertial Confinement Fusion at Los Alamos. LA-UR-89-2675. Progress Since, 1985. Vol. II. 300 p.
- [17] *Moratz T. J., Saunders T. D., Kushner M. J.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 6. P. 3799 — 3810.
- [18] *Макаров С. В., Новоселов Ю. Н.* // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 11. С. 1424 — 1425.

Институт сильноточной электроники СО РАН
Томск

Поступило в Редакцию
14 февраля 1991 г.