

04; 07

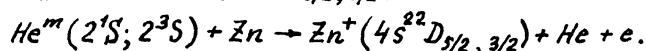
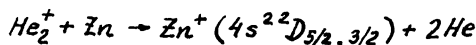
© 1990

## КВАЗИНЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА БЕЙТЛЕРОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ $Zn II$ В ПЛОТНОЙ ${}^3He-Zn$ ПЛАЗМЕ

А.И. М и с ь к е в и ч, А.П. К о п а й - Г о р а,  
Б.С. С а л а м а х а

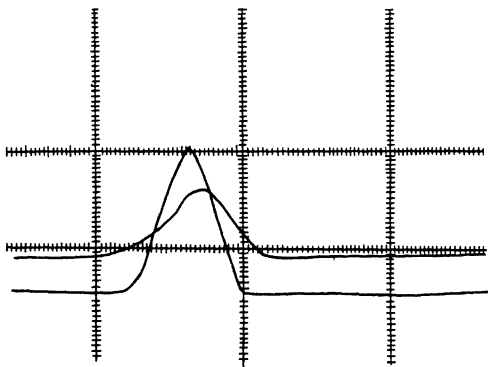
Интерес к изучению плотной  $He-Zn$  низкотемпературной плазмы, возбуждаемой продуктами нейтронных реакций, обусловлен проведенными нами успешными экспериментами по запуску лазеров на ионных переходах кадмия [1, 2]. Цинк же является аналогом кадмия по строению электронной оболочки и структуре уровней энергии в атоме.

Спектроскопические исследования люминесценции плотной ( $\sim 1$  атм)  ${}^3He-Zn$  смеси при облучении ее тепловыми нейтронами, проведенные нами на установке [3], показали, что, как и в случае  ${}^3He-Cd$  смеси, в данном случае происходит эффективное заселение бейтлеровских уровней  $4s^2^2D_{5/2, 3/2}$  иона  $Zn II$ . Заселение выше расположенных  $5p, 4d, 5d, 4f$  уровней  $Zn II$  менее эффективно, чем аналогичных уровней  $Cd II$  в  ${}^3He-Cd$  смеси. Переходы  $4s^2^2D_{5/2, 3/2} - 4p^2P_{3/2, 1/2}$  с длинами волн 747.9 нм и 589.4 нм являются известными лазерными переходами, на которых наблюдается непрерывная генерация при электрическом возбуждении  $He-Zn$  смеси низкого давления [4]. В нашем случае механизм заселения верхних лазерных уровней связан в основном с реакцией зарядового обмена с молекулярным ионом  $He_2^+$  и реакцией Пеннинга с участием метастабилей гелия  $2^1S$  и  $2^3S$ :



Интенсивности переходов  $5s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2, 1/2}$  и  $4d^2D_{5/2, 3/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2, 1/2}$ , посредством которых происходит дополнительное заселение нижних лазерных уровней, не превышают в нашем случае интенсивностей бейтлеровских переходов, что позволяет, учитывая значения времен жизни верхних (2.2 мкс и 1.6 мкс) и нижних ( $\sim 3$  нс [5]) уровней, надеяться на получение генерации.

Для проведения лазерных экспериментов была изготовлена кварцевая кювета  $\varnothing 30 \times 1000$  мм. Внутри кюветы помещались 5 навесок металлического цинка (естественная смесь изотопов), распределенные равномерно на длине 60 см. Общее количество цинка — около 0.5 г. Кювета откачивалась, обезгаживалась и наполнялась гелием — 3 до давления 1.1 атм. Необходимое давление паров цинка



Оциллограммы импульса тепловых нейтронов (верхний луч) и импульса генерации на длине волны 747.9 нм при температуре 440°C (нижний луч). Развертка — 2 мс/дел.

создавалось нагревом кюветы с помощью внешней цилиндрической четырехсекционной электрической печи  $\varnothing 60 \times 700$  мм. Температура нагрева задавалась четырьмя терморегуляторами типа Ш1432 с ХА термопарами, при этом на длине кюветы 55 см поддерживалось с погрешностью не более  $\pm 4$  °С равномерное распределение температуры.

Резонатор лазера образован двумя многослойными диэлектрическими глухими зеркалами с радиусом кривизны 10 м, имеющими пропускание около 0.4 % в диапазоне длин волн 660÷840 нм. Световой диаметр зеркал — 30 мм, при этом активный объем лазерной кюветы — около 0.5 л.

Лазерная кювета облучалась импульсным потоком тепловых нейтронов с длительностью импульса на половине высоты  $\sim 3$  мс. Распределение флюенса тепловых нейтронов на оси кюветы выполнено активационными медными детекторами. Средняя по активной длине кюветы плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса равнялась  $8.1 \cdot 10^{15}$  тн/см<sup>2</sup>.с при максимальном значении по центру кюветы около  $10^{16}$  тн/см<sup>2</sup>.с.

Лазерное излучение регистрировалось калиброванным по мощности излучения фотоэлементом ФЭК-14 и двумя фотоумножителями ФЭУ-79 с узкополосными интерференционными фильтрами. Фотоумножители размещались на расстоянии  $\sim 20$  м от лазерной кюветы, а фотоэлемент на расстоянии 3 м.

В таких условиях получена генерация лазерного излучения с длиной волны 747.9 нм (переход  $4s^2 2D_{5/2} - 4p^2 P_{3/2}$  иона Zn II). Максимальная мощность генерации составила около 2 Вт при температуре нагрева лазерной кюветы 440 °С. На рисунке показаны оциллограммы импульса нейтронов накачки и импульса генерации. Следует отметить некоторый сдвиг импульса генерации относительно максимума нейтронного потока: генерация в конце импульса накачки обрывается при больших значениях плотности нейтронного

потока, чем начинается. Вероятно, это связано с температурными эффектами, возникающими из-за разогрева газа за счет протекающих в его объеме ядерных реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ . Плотность потока тепловых нейтронов, соответствующая началу генерации (пороговая плотность), не превышает  $2.1 \cdot 10^{15}$  тн/см<sup>2</sup>. с, а окончанию генерации -  $4.3 \cdot 10^{15}$  тн/см<sup>2</sup>. с. Полная длительность генерации по основанию равна 4.8 мс. Полученные результаты расширяют как спектральный, так и температурный диапазон работы лазеров с накачкой продуктами ядерных реакций.

В заключение авторы выражают благодарность А.М. Воинову, А.А. Сиянскому и С.П. Мельникову за большую помощь в проведении данной работы.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М и с ь к е в и ч А.И., Д м и т р и е в А.Б., И л ь я - ш е н к о В.С., С а л а м а х а Б.С., С т е п а н о в В.А., Г о р о д к о в Е.М. // П и с ь м а в ЖТФ. 1980. Т. 6. №13. С. 818-821.
- [2] М и с ь к е в и ч А.И., И л ь я ш е н к о В.С., С а л а - м а х а Б.С., С и п а й л о А.А., С т е п а н о в В.А., Г о р о д к о в Е.М. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 2. С. 402-404.
- [3] Г у р ь е в И.П., Д м и т р и е в А.Б., И л ь я ш е н - к о В.С., М и с ь к е в и ч А.И., С а л а м а х а Б.С. // ПТЭ. 1978. № 5. С. 39-41.
- [4] W i l l e t t C.S. An Introduction fo Gas Lasers: Population Inversion Mechanisms. Pergamon Press. Oxford, 1974. P. 528.
- [5] О ш е р о в и ч Л.А., В е р о л а й н е н Я.Ф., П р и в а - л о в В.И. // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 46. № 6. С. 1092-1095.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
25 января 1990 г.