

04

© 1990

ЭФФЕКТ НАКОПЛЕНИЯ ИОНОВ В ГОРЯЧЕЙ
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИГ.Д. А л х а з о в, В.Н. П а н т е л е е в,
В.И. Р о м а н о в

В работе [1] нами был предложен селективный лазерный ионный источник, в котором селективность ионизации достигается благодаря настройке лазеров в резонанс с атомными переходами, а высокая эффективность обеспечивается за счет удержания ионов в полости источника. Это удержание ионов происходит при достаточно высокой температуре источника, когда около его стенок возникает пристеночный скачок потенциала ΔU вследствие интенсивной эмиссии электронов. При этом электрическое поле у стенок камеры источника направлено так, что оно препятствует попаданию положительных ионов на стенки. В результате ионы удерживаются в полости источника без их нейтрализации на стенках и блуждают в нем до тех пор, пока не попадают в область вытягивающего поля у выходного отверстия, через которое они и покидают источник.

Аналогичный эффект удержания ионов, как показано в данной работе, имеет место и в обычном ионном источнике поверхностной ионизации. Отметим, что вопрос об удержании ионов в объеме источника здесь не столь очевиден. В самом деле, ион, образующийся в результате взаимодействия атома с горячей поверхностью стенки источника, отрывается от поверхности с тепловой энергией. При пересечении области скачка пристеночного потенциала он приобретает дополнительную энергию $|e\Delta U|$. Если плотность паров (атомов и ионов) в объеме ионного источника невысока, то ион, не испытав потери энергии, подлетая к противоположной стенке, имеет энергию, достаточную для преодоления пристеночного скачка потенциала. В результате он оседает на стенку и с большой вероятностью нейтрализуется (мы рассматриваем случай, когда вероятность ионизации атома при его однократном взаимодействии с горячей поверхностью источника мала). Ситуация меняется, если плотность атомов (ионов) при достаточно высокой температуре источника настолько велика, что ион при движении в ионном источнике от одной стенки к другой испытывает соударения с атомами (ионами), в результате чего теряет часть энергии. Тогда при подлете к стенке он уже не может преодолеть пристеночный скачок потенциала и нейтрализоваться на ней. Благодаря эффекту пристеночного скачка потенциала (который может составлять величину $\Delta U \approx 2.5$ В) ион оказывается как бы в электростатической ловушке. В результате этого процесса в ионном источнике проис-

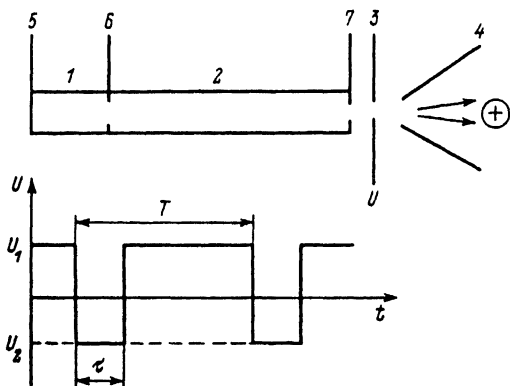


Рис. 1. Импульсный ионный источник и форма управляющего сигнала. 1 - печь; 2 - источник поверхностной ионизации; 3 - управляющий электрод; 4 - вытягивающий электрод; 5, 6, 7 - токоподводящие шины.

ходит накопление ионов. Косвенным указанием на то, что захват и удержание ионов в ионном источнике поверхностной ионизации имеет место, может служить то обстоятельство, что экспериментально определяемая эффективность таких источников оказывается значительно выше значения, рассчитываемого по известной формуле Саха [2]. В данной работе мы приводим результаты, доказывающие существование обсуждаемого эффекта.

Источник поверхностной ионизации (рис. 1) был выполнен в виде трубки (2) из вольфрама ($\varnothing \approx 1.2$ мм), нагреваемой постоянным током до необходимой температуры. Направление тока вдоль трубки было такое, чтобы поле в ионном источнике способствовало движению положительных ионов к выходному отверстию. В печь (1), соединенную с ионным источником (2), закладывалась проба в виде окиси элемента, с которым проводились исследования. Печь (1) нагревалась до температуры более низкой, чем собственно ионный источник (2). Температура печи и ионного источника регулировалась изменением величины тока, подводимого по токовым шинам (5), (6) и (7). Перед вытягивающим электродом (4), к которому прикладывался отрицательный по отношению к ионному источнику потенциал, помещался управляющий электрод (3). Подача на него положительного потенциала U_1 обеспечивала запираание положительных ионов в ионном источнике. Ионный источник отпирался на время τ подачей на электрод (3) с частотой $f = 1/T$ импульсного отрицательного напряжения U_2 .

Измерения показали, что в широком диапазоне температур (от 1100 до 2000 °C) за время, пока ионный источник закрыт, в нем происходит накопление ионов, так что при его открытии

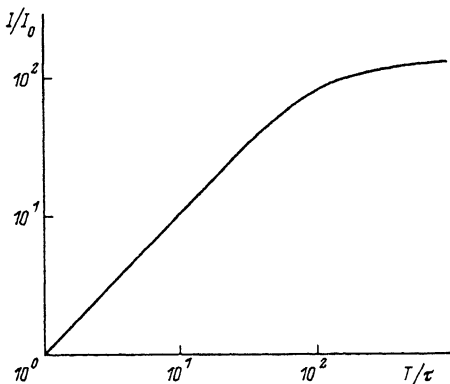


Рис. 2. Отношение импульсного ионного тока I к току ионов I_0 , когда источник все время открыт, в зависимости от скважности отпирающего сигнала.

ионный ток I становится больше значения I_0 , соответствующего случаю, когда источник все время открыт ($\tau = T$). Исследования, проведенные для элементов Li , Na , Ba и Ho , дали близкие результаты. На рис. 2 приведено измеренное отношение тока I к току I_0 в зависимости от скважности отпирающих импульсов для случая ионизации Na при токе $I_0 = 0.6$ нА и частоте $f = 1$ кГц. Видим, что при увеличении скважности отпирающих импульсов вплоть до значения $T/\tau \approx 80$ отношение тока I к току I_0 растет пропорционально величине T/τ . Это означает, что накопление ионов происходит без их потерь. При дальнейшем увеличении скважности наблюдается насыщение импульсного тока I . Это, очевидно, связано с увеличением плотности ионов в ионном источнике и увеличением вероятности их объемной рекомбинации или нейтрализации на поверхности источника. Максимальный эффект накопления (т.е. максимальное значение I/I_0), как показали исследования, зависит от чистоты материала ионного источника и степени его обезгаженности.

В заключение отметим, что здесь не только продемонстрирован эффект накопления ионов в горячей металлической полости, но и по существу предложен способ банчирования ионов без потерь при их получении в ионном источнике поверхностной ионизации. Использование таких импульсных ионных источников может быть полезным при проведении различных экспериментов, например при работе с ионными пучками короткоживущих ядер.

- [1] Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Пантелеев В.Н. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 12. С. 1109-1112.
- [2] K i r s c h n e r R. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 186. P. 275-293.

Поступило в Редакцию
3 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 12

26 июня 1990 г.

07

© 1990

2.7-МИКРОННЫЙ ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛАХ $Y_3Al_5O_{12}:Cr, Tm-Er$

Б.М. Антипенко, Л.Е. Долгобородов,
В.А. Письменный, Т.И. Киселева

К трехмикронным эрбиевым лазерам сохраняется устойчивый интерес благодаря идеальному согласованию их спектра генерации с полосами поглощения биотканей и вытекающим отсюда благоприятным перспективам использования этих лазеров в медицине. Наиболее продвинутые в технологическом и исследовательском аспектах эрбиевые лазерные среды: $Y_3Al_5O_{12}-Er$ [1] и $YSGG:Cr-Er$ [2] работают в режиме самоограничения генерации, частично снимаемого процессом суммирования возбуждений $^4I_{13/2}$ - уровня иона Er^{3+} . В данной работе исследована 2.7-микронная эрбиевая (переход $^4I_{11/2} - ^4I_{13/2}$) среда $Y_3Al_5O_{12}:Cr, Tm-Er$ с четырехуровневой схемой генерации. При конструировании среды мы воспользовались предложенным в [3] принципом снятия самоограничения генерации, состоящим в принудительном расселении нижнего рабочего уровня процессом переноса энергии на тушашую примесь, и методом сенсibilизации лазерного перехода. На возможность сенсibilизации трехмикронного канала иона Er^{3+} ионами Cr^{3+} в кристаллах граната указывалось в [4].

Нами исследовались кристаллы $Y_3Al_5O_{12}$, соактивированные ионами Cr^{3+} ($2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ по шихте), Tm^{3+} (1 ат.%) и Er^{3+} (15 ат. %). Изучение кинетики энергодвижения в этих кристаллах показало, что время выхода ~ 70 % возбуждений из полос накачки среды $^4A_2 - ^4T_2$, принадлежащим ионам Cr^{3+} , на рабочий