

ки (разрыв в виде ломаной линии). По-видимому, при токе 39 А тепловыделение в рабочем участке пленки превысило возможности отвода тепла жидким азотом, что привело к неуправляемому разогреву пленки и к нарушению ее целостности.

Полученные результаты позволяют надеяться на создание сильноточных приборов и устройств на эпитаксиальных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K o h n o O., I k e n o Y., S a d a k a t a N., A o k i Sh., S u g i m o t o M., N a k a g a w a M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 10. P. 1653-1656.
- [2] K o h n o O., I k e n o Y., S a d a k a t a N., G o t o K. // J. Appl. Phys., 1988. V. 27. N 1. P. L77-L79.
- [3] S e n S., C h e n I.G., C h e n C.H., S t e f a n e s c u D.M. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 8. P. 766-768.
- [4] Гапонов С.В., Гарин Ф.В., Голубев В.Н., Калягин М.А., Ключенков Е.Б., Косыев В.Я., Кочемасов А.В., Стриковский М.Д. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 2. С. 1086-1091.
- [6] Гапонов С.В. // Вестник АН СССР. 1984. № 12. С. 3-10.

Поступило в Редакцию
1 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

02; 04

© 1990

О ВОЗМОЖНОМ ПРИМЕНЕНИИ ФОТОРЕЗОНАНСНОЙ ПЛАЗМЫ
В КАЧЕСТВЕ ЭМИТТЕРА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

О.А. Горшков, Р.Н. Ризаханов

Весьма широкий спектр отрицательных ионов может быть получен в ионных источниках объемного типа, где в качестве эмиттера ионов используется плазма несамостоятельного газового разряда. Однако в разрядной плазме возможно образование отрицательных ионов нескольких сортов, что не всегда желательно, и кроме

того, для эффективной генерации целого ряда отрицательных ионов необходимы электроны со строго определенной энергией, что также не реализуется в газовом разряде.

В настоящей работе рассматривается новый метод получения пучков отрицательных ионов, когда в качестве эмиттера отрицательных ионов предлагается использовать плазму резонансного излучения, реализуемую в смеси электроотрицательного газа и паров щелочного металла. Отличительной особенностью такого способа создания плазмы с отрицательными ионами является тот факт, что в данном случае нет необходимости иметь в объеме свободные электроны для участия в реакции прилипания, поскольку электроотрицательная молекула преобразуется в отрицательный ион путем захвата электрона из связанного состояния.

Расчетным путем показано, что приемлемые мощности лазерного излучения могут обеспечить создание высоких концентраций отрицательных ионов, достаточных для формирования интенсивных ионных пучков.

Для примера рассмотрим процессы, протекающие при воздействии оптического резонансного излучения на смесь, состоящую из паров калия и молекул шестифтористой серы SF_6 .

При воздействии на данную смесь лазерных излучений с длиной волн 0,4 и 1,06 мкм атомы К переходят в ридберговское состояние. Высоковозбужденный атом K^{**} , сталкиваясь с молекулами SF_6 , ионизуется, а электрон прилипает к молекуле элегаза, образуя отрицательный ион SF_6^- . Отметим, что высокая эффективность последнего процесса указывает на возможность получения безэлектронной плазмы, содержащей лишь положительные и отрицательные ионы. Известно, что для всех типов источников отрицательных ионов, разрабатываемых в настоящее время, является характерным присутствие в сформированном ионном пучке электронов, которые существенно осложняют процессы формирования, ускорения и применения пучков отрицательных ионов. В случае применения селективного лазерного излучения можно добиться, чтобы извлекаемый из плазмы пучок ионов являлся свободным от сопутствующих электронов.

Система уравнений баланса для случая двухфотонного возбуждения атомов К с последующей их ионизацией при столкновении с молекулой SF_6 может быть записана в виде:

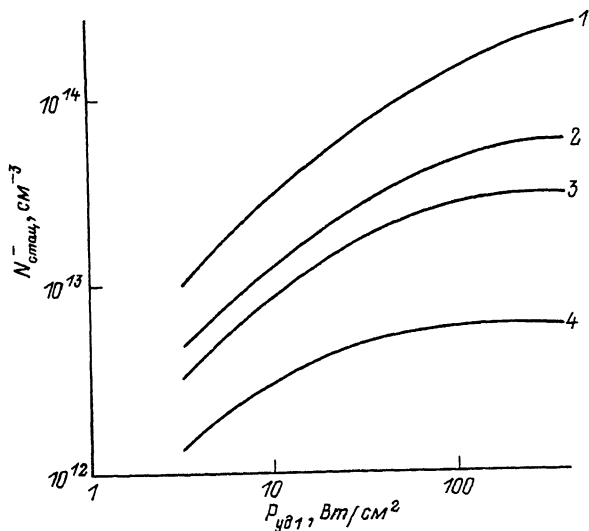
$$\frac{dN_0}{dt} = b_{01} \cdot (N_1 - N_0) + \frac{N_1}{\tau_{10}} + k_{ii} \cdot N_- + N_+,$$

$$\frac{dN_1}{dt} = b_{1R} \cdot (N_R - N_1) - b_{01} \cdot (N_1 - N_0) + \frac{N_R}{\tau_{R1}} - \frac{N_1}{\tau_{10}},$$

$$\frac{dN_R}{dt} = -b_{1R} \cdot (N_R - N_1) - \frac{N_R}{\tau_{R1}} - k_a \cdot N_R \cdot N_M,$$

$$\frac{dN_-}{dt} = k_a \cdot N_R \cdot N_M - k_{ii} \cdot N_- \cdot N_+,$$

$$N_- = N_+$$



Зависимость стационарного значения концентрации отрицательных ионов $N_{\text{стат}}$ от удельной мощности лазерного излучения первого перехода $P_{\text{уд1}}$ для различных значений начальной плотности смеси $2 \cdot N_0$: 1 - 10^{15} см^{-3} , 2 - $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 3 - 10^{14} см^{-3} , 4 - $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

с начальными условиями ($t = 0$): $N_0 = N_{00}$, $N_M = N_{M0}$, $N_1 = N_R = N_- = 0$. Здесь N_0 , N_1 , N_R - концентрация атомов К в основном возбужденном и ридберговском состоянии соответственно; N_M - концентрация молекул SF_6 , N_{00} , N_{M0} - начальные концентрации атомов К и молекул SF_6 ; N_- и N_+ - концентрация ионов SF_6^- , K^+ ; τ^{-1} , δ - вероятности спонтанного и индуцированного переходов из одного состояния в другое; k_α , k_{ii} - константы скоростей реакций прилипания электрона к молекуле SF_6 и ион-ионной рекомбинации для пары K^+ и SF_6^- ; t - время.

Значения констант соответствующих процессов были приняты следующими: $k_\alpha = 4.2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [1], $k_{ii} = 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [2].

В данном случае не учитывается гибель возбужденных атомов К по каналу ассоциативной ионизации (константа скорости реакции $k_{ac} = 4 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [3]) и соответственно пренебрегается наличием электронов, поскольку в условиях настоящего вычислительного эксперимента ($N_R \sim N_M$, $k_{ac} \ll k_\alpha$) выполняется условие $t_{ac} \gg t_\alpha$, где $t_{ac} = (k_{ac} \cdot N_R)^{-1}$ - характерное время ассоциативной ионизации двух высоковозбужденных атомов К; $t_\alpha = (k_\alpha \cdot N_M)^{-1}$ - характерное время ионизации высоковозбужденного атома К при столкновении с молекулой SF_6 . Таким образом, рассматривается двухкомпонентная ион-ионная плазма.

Принятые в расчете характеристики лазерных излучений соответствуют реальным параметрам современных лазеров. Так, на первой ступени возбуждения за основу взят серийный импульсный лазер на красителе ЛЖИ-507 ($\lambda = 355-860$ нм), имеющий среднюю мощность 4.5 Вт. Учитывая тот факт, что такой лазер может быть переведен в стационарный режим путем осуществления ламповой накачки, в расчетах принималось, что первый переход обеспечивает непрерывный лазер с длиной волны $\lambda = 0.4$ мкм и мощностью $P = 5.0$ Вт. Отметим, что нет принципиальных ограничений для генерации лазерного излучения с подобными характеристиками при большей мощности. Характеристики лазерного излучения, ответственного за второй переход, соответствуют параметрам стационарного АИГ: Nd^{3+} -лазера с накачкой криптоновой лампой, работающего на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм и имеющего выходную мощность до $P = 250$ Вт [4].

В результате численного решения записанной системы определялась временная зависимость концентрации всех сортов частиц. Варьировались начальные значения концентраций атомов калия и молекул элегаза, а также удельные мощности лазерных излучений для обоих переходов. Режим облучения - непрерывный. Оптимизация по мощностям отдельных лазерных излучений и по соотношению между парциальными давлениями составляющих смеси не проводилась. В расчетах было принято: $N_{\infty} = N_{mo} = \bar{N}_0$, $P_1 = 5$ Вт, $P_2 = 100$ Вт.

На рисунке показана зависимость стационарного значения концентрации ионов SF_6^- от удельной мощности лазерного излучения первого перехода ($P_{уд1}$), которая определяется по формуле $P_{уд1} = P_1 / S_3$. Для второго перехода $P_{уд2} = P_{уд1} P_2 / P_1 (S_3 - \text{площадь эмиссионного отверстия})$. Таким образом, изменение величин $P_{уд1}$ и $P_{уд2}$ означает соответствующее изменение размеров эмиссионного отверстия при постоянных P_1 и P_2 . Параметром является начальная плотность смеси $2\bar{N}_0$. Из рисунка видно, что с увеличением плотности облучаемой среды ход приведенных зависимостей становится более крутым. Это означает, что для достижения одинаковой степени ионизации, определяющей в итоге газовую эффективность ионного источника, с ростом давления смеси необходимо обеспечивать большую плотность лазерного излучения. Возможен следующий рабочий режим: $2\bar{N}_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $P_{уд1} = 10$ Вт·см $^{-2}$, $P_{уд2} = 200$ Вт·см $^{-2}$. При этом концентрация ионов SF_6^- достигает значения $9 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$. Учитывая сделанное выше допущение относительно малости электронной концентрации по сравнению с ионной, можно оценить по порядку величины стационарную плотность электронов N_e , образующихся в результате реакции ассоциативной ионизации при столкновении двух высоковозбужденных атомов калия: $K^{**} + K^{**} \rightarrow K_2^+ + e + \Delta E$. Если предположить, что энергия высвобождающегося электрона примерно равна дефекту реакции ΔE , который в данном случае составляет 4.7 эВ, то основным каналом гибели электронов, вероятно, является их уход на стенку с тепловой скоростью V_e . Из уравнения баланса для электронов

в стационарном режиме имеем: $N_e = \bar{t}_e \cdot k_{ac} \cdot N_i^2 \sim 1.6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, где $\bar{t}_e = l/v_e$ - характерное время ухода электронов на стенку, $l = 0.5 \text{ см}$ - размер области плазмы. Таким образом, плотность электронов более чем на пять порядков меньше плотности ионов. Это подтверждает достоверность использованного в данной работе приближения двухкомпонентной ион-ионной плазмы.

Плотности паров калия $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответствует температура 450 К. Эта температура будет, видимо, определять величину тепловой скорости отрицательных ионов. Если предположить распределение электрического потенциала в источнике таким, что все отрицательные ионы движутся по направлению к эмиссионному отверстию с тепловой скоростью, то эмиссионная плотность тока определится по формуле $j_- = q \cdot N_- \cdot v_-$ (q - заряд электрона, v_- - средняя скорость отрицательных ионов) и составит 32 мА/см^2 . Соответствующий полный ток ионов 16 мА.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б е т е р о в И.М., В а с и л е н к о Г.Л., С м и р н о в Б.М., Ф а т е е в Н.В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 1. С. 31-40.
- [2] С м и р н о в Б.М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 175 с.
- [3] С м и р н о в Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 231 с.
- [4] Справочник по лазерам / Под ред. акад. А.М. Прохорова. 1978. Т. 1, М.: Сов. радио. 504 с.

Поступило в Редакцию
4 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

05.4

© 1990

О ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРАНСПОРТНЫХ ПРОЦЕССОВ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Л.Т. Г е р - М а р т и р о с я н

В настоящее время остро ощущается необходимость феноменологической модели, описывающей особенности транспортных процессов в плоскости ab монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников, находящихся в нормальном состоянии. Эти особенности сводятся к следующим: