

В заключение можно отметить следующее: а) существует множество „оптимальных“ режимов осаждения тонких пленок NbN методом реактивного магнетронного распыления (эти режимы соответствуют различным сочетаниям $I - (P_{Ar}/P_{N_2}) - P$ и обеспечивают получение пленок с идентичными сверхпроводящими свойствами); б) в случае, если обнаружен один из этих режимов, другие могут быть однозначно предсказаны по кривым $U(P)|_{I=const}$, снятым для данного состава рабочего газа; в) не исключено, что настоящие выводы распространяются на реактивное магнетронное напыление не только NbN , но и других веществ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T h a k o o r S., L a m b J.L., T h a k o o r A.P., K h a n n a S.K. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 12. P. 4643-4648.
- [2] Бидзиньски Я., Гольман Е.К., Запцев А.Г., Козырев А.Б., Ушаков С.Н. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 73-76.
- [3] S z e k a j D., H o l l m a n n E.K., K o z i r e v A.B., V o l p y a s V.A., Z a y t s e v A.G. // Appl. Phys. A. 1989. V. A49. P. 269-272.
- [4] V a n D o v e r R.B., B a c o n D.D., S i n c l a i r W.R. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1984. V. 2., N 3. P. 1257-1260.

Ленинградский электротехнический институт им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
10 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18
07; 04

26 сентября 1990 г.

© 1990

КОЛЛЕКТИВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ВАКУУМНОМ ЗОЛЕ

Ю.М. С о р о к и н

1. Как специфика взаимодействия лазерного излучения с твердой поверхностью, так и процессы плазмообразования в аэрозоле в значительной степени определяются присутствием буферного газа. В первом случае рост давления газа может подавлять эрозию поверхности, увеличивать время жизни плазмы, менять механизмы инициирования приповерхностного пробоя [1]. Влияние буферного газа на спектр приповерхностной плазмы существенно зависит от режима облучения поверхности [2]. В аэрозоле „эффект поршня“,

связанный с наличием буферного газа, определяет условия формирования микрофакелов на отдельных частицах [3] и динамику всего ансамбля при образовании низкопорогового коллективного оптического разряда (КОР) [4].

С понижением давления уже при $p \sim 400$ Тор меняется структура факела [5], а при $p \sim 10$ Тор исчезают линии буферного газа [6], что позволяет говорить о плазмообразовании в вакууме. Как в воздухе, так и в вакууме характеристики эрозионной плазмы существенно зависят от длины волны (см., например, [7]). Сказанное относится к воздействию лазерного излучения как на твердую поверхность, так и на системы с дисперсной фазой. При снижении давления образование микрофакелов на отдельных частицах золя затруднено, что повышает порог пробоя. Эта закономерность, экспериментально подтвержденная в [5], может измениться при достаточно высокой концентрации частиц, когда в условиях проявления коллективных эффектов действует противоположный фактор — облегчается взаимодействие микрофакелов. Неизвестная ранее возможность формирования КОР на ансамбле частиц золя в вакууме и обсуждается ниже.

2. Формирование и развитие микрофакелов в вакууме идет в отсутствие противодействия, что не позволяет применить здесь предложенный в [8] изобарический подход к оценке энергетического порогового условия возникновения КОР. При наличии противодействия инвариантными по отношению к материалу размерными параметрами одной ячейки холодной системы с концентрацией частиц N_a были радиус частицы a и давление буферного газа p , из которых для получения критерия развитого микрофакела использовался последний [8, 9]. В его отсутствие единственно возможный аналогичный критерий строится на сравнении радиуса частицы с длиной свободного пробега молекулы пара. Физически это означает, что оценку минимальной для формирования микрофакела молекулярной концентрации пара N можно получить, сравнивая длину свободного пробега молекулы Λ_U с характерной шириной Δr парового слоя: $\Lambda_U \lesssim \Delta r$. Поскольку $\Lambda_U = (\pi \delta^2 N)^{-1}$, где δ — газокINETИЧЕСКИЙ диаметр молекулы, а $\Delta r \sim a$, находим простую связь

$$N \gtrsim (\pi a \delta^2)^{-1} \quad (1)$$

между плотностью парового облака и радиусом частицы.

По тем же соображениям, что и в [9], считая частицу сильнопоглощающей на рабочей длине волны λ и пренебрегая потерями на ионизацию, имеем энергетическое условие образования массы m паров на одной частице за время τ ее взаимодействия с излучением интенсивности I :

$$m(q + c_p T_k) = \int_0^{\tau} \sigma(t) I dt \approx \frac{1}{2} \pi a^2 I \tau. \quad (2)$$

Здесь q , c_p , T_K — удельная теплота парообразования, теплоемкость и температура кипения вещества частицы, $\sigma(t)$ — ее сечение поглощения. С учетом газокинетического соотношения $\rho = NkT$ получаем следующее условие заполнения микрофакалом с заданной концентрацией молекул одной ячейки ($V = n_\alpha^{-1}$) ансамбля:

$$\frac{N}{n_\alpha} = \frac{m}{M} N_A, \quad (3)$$

где M — молярная масса пара, N_A — число Авогадро. Формирование КОР по наиболее низкороговому механизму включает в себя стадию холодного слияния (ХС) микрофакалов при температуре T_K и стадию коллективного разогрева (КР) всей системы в условиях резкого снижения тепловых потерь. Указанный механизм может работать лишь в поле достаточно длинных импульсов $\tau_{\text{и}} \gg (n_\alpha^{1/3} u_s)^{-1}$, где u_s — скорость звука, что при $n_\alpha \lesssim 10^3 \text{ см}^{-3}$ соответствует $\tau_{\text{и}} \gg 1 \text{ мкс}$.

Объединяя (1)–(3), приходим к энергетическому пороговому условию КОР в вакуумном золе:

$$\rho \cdot \tau \geq \frac{2M}{\pi \alpha \delta^2 N_A} (q + c_p T_K) = Q_C^*(\alpha), \quad (4)$$

выраженному через плотность мощности энерговклада в сильно-поглощающий дисперсный ансамбль $\rho = \pi I \alpha^2 n_\alpha$.

3. Энергетическое соотношение (4) является необходимым, но отнюдь не достаточным условием возникновения КОР. Развитие КОР по указанному выше механизму ХС–КР возможно лишь в том случае, когда масса частицы золя не меньше массы паров m , определяемой соотношениями (1), (3). Соответствующее массовое пороговое условие КОР имеет вид

$$\alpha \geq \left(\frac{\pi^2 \delta^2 N_A \rho n_\alpha}{M} \right)^{-1/4}, \quad (5)$$

где ρ — плотность вещества частицы. В случае равенства в (5) реализуется режим критической массы (РКМ), оптимизированный по расходу дисперсного материала. Оценки показывают, что при $n_\alpha \lesssim 10^4 \text{ см}^{-3}$ неравенство (5) выполнено для $\alpha \gtrsim 10 \text{ мкм}$. В свою очередь это позволяет уточнить границы применимости модели по остаточному давлению ρ буферного газа, для которого длина свободного пробега молекулы Λ_g должна быть намного большей, чем для пара ($\Lambda_g \gg \Lambda_v$). Отсюда при $\Lambda_v \lesssim \alpha$ получаем оценку $\rho \ll 10 \text{ Тор}$, что согласуется с экспериментальными условиями [6] исчезновения линий газа в спектре лазерного факала.

4. Существенным параметром, входящим в энергетическое пороговое условие (4), является время τ взаимодействия частиц с излучением. В миллисекундном диапазоне длительностей $\tau_{\text{и}}$ это время ограничивается в основном светореактивным выбросом час-

тиц из пучка (ср. [9, 10]). В режиме развитого испарения, наиболее характерном для рассматриваемых условий, поток паров покидает частицу со скоростью порядка v_f , так что в модели сильнопоглощающей частицы ускорение последней допускает оценку $w \approx I v_f (q a \rho)^{-1}$, а скорость на характерной дистанции разгона порядка радиуса фокальной перетяжки R_f определяется выражением

$$v_a \approx \left(\frac{2 I v_f R_f}{q a \rho} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Из (6) с учетом конуса преимущественного разлета частиц (см. [10]) получаем инерционное условие:

$$\tau \approx \frac{2 R_f}{v_a} \approx \left(\frac{2 R_f q a \rho}{I v_f} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Система (4), (5), (7) определяет пороговые условия возникновения КОР в вакуумном золе. Получение и исследование свойств такого разряда представляет интерес как для оценки условий прохождения оптического излучения при наличии загрязнений в ближнем космосе, создания здесь искусственных радиоотражающих объектов, так и для излучения оптимальных условий лазерного напыления в вакууме, разработки методов формирования твердых дисперсных покрытий типа металл-диэлектрик и диэлектрик-диэлектрик.

5. Для сравнения порогов КОР по интенсивности в аэрозоле при атмосферном давлении (см. [9, 10]) и в вакууме следует учесть существенные различия в динамике выброса частиц из пучка:

$$\frac{I_c^*}{I_a^*} \gtrsim \frac{Q_c^*(a) \tau_a}{Q_a^* \tau_c}, \quad (8)$$

где индексы a, c относятся к воздуху и вакууму соответственно. Для характерных $I \sim 1$ МВт/см² и материалов типа корунда с радиусом частиц $a \sim 50$ мкм имеем $Q_a^* \sim 14$ Дж/см³, $v_a \sim 30$ м/с [9], $Q_c^* \sim 0.2$ Дж/см³, $v_c \sim 500$ м/с, так что $I_c^* \gtrsim 0.25 I_a^*$. С уменьшением a в силу (4) это отношение существенно возрастает.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М а ж у к и н В.И., У г л о в А.А., Ч е т в е р у ш к и н Б.Н. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 4. С. 679-701.
- [2] А р у м о в Г.П., Б у х а р о в А.Ю., К а м е н с к а я О.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 14. С. 870-873.

- [3] Королев И.Я., Кособурд Т.П., Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 12. С. 2314-2323.
- [4] Кособурд Т.П., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1318-1324.
- [5] Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюрин Г.А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 5. С. 1040-1042.
- [6] Анисимов В.Н., Большов Л.А., Гайдаренко Д.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 808-811.
- [7] Агеев В.П., Ахсахалян А.Д., Гапонов С.В. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 5. С. 930-935.
- [8] Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 7. С. 1431-1433.
- [9] Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, № 12. С. 2464-2473.
- [10] Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 36-43.

Горьковский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского

Поступило в Редакцию
31 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

07

© 1990

ПЕРЕСТРОЙКА И МОДУЛЯЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ КРАСИТЕЛЯ В ОРИЕНТИРУЮЩЕЙ МАТРИЦЕ

Е.М. Аверьянов, В.А. Гуняков

1. Большое расщепление неоднородно-поляризованных полос поглощения красителей в жидкокристаллических (ЖК) матрицах [1] ставит вопрос о перестройке и модуляции положения примесных полос, а также использовании этих эффектов в практических приложениях. Полевая перестройка максимума ν_e поглощения необыкновенно поляризованной световой волны при переходе Фредерикса для нематической матрицы в электрическом поле E отличается гигантской величиной спектрального отклика $d\nu_e/dE$ [2], но не обеспечивает максимальной амплитуды смещения полосы при небольших надпороговых значениях E . Эта амплитуда равна величине расщепления $\Delta\nu = \nu_{//} - \nu_{\perp}$ полосы в поляризациях $//$ и \perp оптической оси. Кроме