Письма в ЖЭТФ, том 15, вып 1, стр 60 – 63 *5 января 1972 г.*

ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

Ю.В. Афанасьев, Э.М. Беленов, И.А. Полуэктов

1. В связи с прогрессом в развитии мощных лазеров (например, лазеров на молекулярных газах, таких как CO_2, CO и т. д.) представляется весьма актуальной задача о световом пробое молекулярных газов. Решение указанной задачи имеет непосредственное отношение к определению предельных параметров лазеров инфракрасного диапазона.

Явление светового пробоя атомарных газов в режиме гигантского импульса хорошо изучено (см. обзор [1]). В области достаточно больших давлений ($p \gtrsim 1$ *атм*) механизмом оптического пробоя является процесс лавинной ионизации. В рамках простой классической модели процесс протекает следующим образом. Затравочные электроны набирают энергию от поля волны в результате упругих столкновений с нейтральными атомами; при этом скорость набора энергии электрона $d\epsilon/dt = a = \epsilon_0 \nu_{эфф}$, где $\epsilon_0 = e^2E_0^2/2m\omega^2$ – энергия осцилляций электрона в поле E_0 частоты ω, $\nu_{эфф}$ – частота упругих столкновений. Двигаясь в энергетическом пространстве, электрон достигает энергии $\epsilon \approx I$, где I – характерная величина энергии порога неупругих процессов, за время $\tau \approx I/a$, следовательно, постоянная развития лавины γ определяется соотношением $\gamma = k/\tau$, где k – вероятность прохождения электроном зоны возбуждения. С понижением частоты излучения γ возрастает $\sim \omega^{-2}$, что приводит при пробое атомарных газов к соответствующему уменьшению пороговой плотности излучения q.

Однако в случае взаимодействия излучения с молекулярным газом этот эффект может быть в значительной степени скомпенсирован торможением электронов на колебательных уровнях молекул. Как будет показано ниже, колебательные уровни молекулы образуют своеобразный потенциальный барьер, и движение электрона в энергетическом пространстве приобретает характер туннелирования. Это обстоятельство качественно изменяет зависимость постоянной развития лавины от поля, и пробой газа становится существенно более критичным к величине светового потока: в зависимости γ от величины поля появляется экспоненциально ослабляющий множитель.

2. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов $f(\epsilon, t) = n_o F(\epsilon)\exp\{\gamma t\}$ в световом поле имеет вид

$$\gamma F = -\frac{\partial J_q}{\partial \epsilon} + \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{in} + \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_v ; \quad \int_0^\infty F(\epsilon)\,d\epsilon = 1, \qquad (1)$$

где n_o – затравочная плотность электронов ,

$$J_q = \frac{a}{3}\left(F - 2\epsilon\frac{\partial F}{\partial \epsilon}\right) \qquad (2)$$

– поток электронов в энергетическом пространстве, определяемый полем излучения,

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{in} = \begin{cases} 0 & \text{при } \epsilon < I \\ \infty & \text{при } \epsilon > I \end{cases} \qquad (3)$$

– изменение $F(\epsilon)$ за счет ионизации и возбуждения электронных термов молекулы [2],

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_v = N_o \sum_{m=0}^{\infty} \{\sigma_{0m}(\epsilon + \hbar\omega_{0m})F(\epsilon + \hbar\omega_{0m})v(\epsilon + \hbar\omega_{0m}) - \qquad (4)$$
$$- \sigma_{0m}(\epsilon)\,F(\epsilon)\,v(\epsilon)\}$$

– столкновительный член, связанный с возбуждением колебательных уровней молекулы, N_o – плотность молекул, σ_{0m} – сечение возбуждения m-го колебательного уровня с энергией кванта $\hbar\omega_{0m}$, v – скорость электрона.

Известно, что в молекулярных газах эффективно возбуждаются лишь несколько первых ($\sim$4-х) колебательных уровней [3]. Поскольку типичная энергия колебательного кванта $\simeq$ 0,1 эв, то средняя энергия, теряемая электроном при возбуждении молекулы $\approx$ 0,2 эв. В то же время, энергия ,при которой колебательная структура молекулы возбуждается наиболее эффективно, лежит в диапазоне $1 \div 3$ эв . Учитывая это, выражение (4) можно разложить в ряд по $\hbar\omega_{0m}$. В результате уравнение (1) принимает вид

$$\gamma F = -\frac{\partial}{\partial \epsilon}\{J_q + J_v\}, \qquad J_v = a^*(\epsilon)\,F(\epsilon) \quad ,$$

где $a^*(\epsilon) = N_o v(\epsilon) \sum \sigma_{0m}(\epsilon)\hbar\omega_{0m}$ – скорость потерь энергии электронов при возбуждении колебательных уровней. Практически функция $a^*(\epsilon)$ отлична от нуля только в малой (по сравнению с I) Δ – окрестности точки $\epsilon = i$, соответствующей максимуму $a^*(\epsilon)$. По этой причине при расчете можно положить $a^*(\epsilon) = a^*(i)\Delta\delta(\epsilon - i)$.

Вводя теперь эффективную вероятность k проникновения электронов через зону возбуждения электронных термов молекулы, запишем граничные условия к уравнению ($4'$):

$$J_q(0) = J_q(I)(1+k), \quad F(I) = 0. \tag{5}$$

Физически ясно, что в точке $\epsilon = i$ при условии $a \ll a^*(i)$ функция $F(\epsilon)$ имеет разрыв, в то время как поток J_q непрерывен на разрыве. Это дает условия

$$F(i-0) = F(i+0)\exp\left\{-\frac{a^*(i)}{a}\frac{\Delta}{i}\right\},$$

$$\left(F - 2a\frac{\partial F}{\partial \epsilon}\right)_{i-0} = \left(F - 2a\frac{\partial F}{\partial \epsilon}\right)_{i+0}. \tag{6}$$

Уравнение (1) с условиями (5 – 6) полностью определяет поставленную задачу. В частности, выражение для определения постоянной развития лавины γ имеет вид

$$\operatorname{sh} x\left\{1 + \frac{x^3}{3}\frac{i}{I}\left[\exp\left(\frac{\Delta}{i}\frac{a^*(i)}{a}\right) - 1\right]\right\} = x(1+k), \quad x = \sqrt{\frac{2\gamma I}{a}}. \tag{7}$$

При выполнении условия $\Delta a^*/ia \ll 1$, отвечающего требованию малости потерь на колебательных уровнях, имеем из (7)

$$\gamma \approx k\frac{a}{I}, \tag{8}$$

что совпадает с выражением, полученным в (2) при пробое атомарных газов. В условиях $\Delta a^*/ia > 1$ имеет место "туннельный" эффект:

$$\gamma = k\frac{a}{i}\exp\left\{-\frac{\Delta a^*(i)}{ia}\right\}. \tag{9}$$

Из (9) следует, что пороговая плотность потока излучения q^* в случае пробоя молекулярного газа логарифмически зависит от давления и длительности светового импульса, и практически определяется молекулярными характеристиками газа и частотой излучения. Действительно, с помощью (9) в диапазоне давлений $1 \div 10$ *атм* и при $\tau \gtrsim 10^{-6}$ *сек* получаем выражение для q^* (при критерии пробоя $\gamma\tau \approx 40$)

$$q^*(\text{вт}/\text{см}^2) = 1{,}6\cdot 10^{-18}\omega^2\frac{\Delta}{i}\frac{\langle \hbar\omega_{0m}\rangle_{эв}\sum_m \sigma_{0m}}{\sigma_{tr}\ln[k\cdot 10^{-3}\nu_{\text{эфф}}\tau/i_{(эв)}]}. \tag{10}$$

Приведем численные оценки для молекулярного азота. В этом случае согласно [4] $\Sigma\sigma_{0m} \approx 3 \cdot 10^{-16}$ *см*^{2}, $\sigma_{tr} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-15}$ *см*^{2}, $\langle \hbar\omega_{0m} \rangle = 0{,}4$ *эв*, $i \approx \Delta \approx 2$ *эв* и при $\tau \approx 10^{-6}$ *сек*, $\omega = 2 \cdot 10^{14}$*сек*$^{-1}$ (CO_2-лазер), $k = 0{,}1$, $p \approx 1$ *атм*, $\nu_{эфф} \approx 3 \cdot 10^{11}$ *сек*$^{-1}$ получаем $q^* \approx 10^9$ *вт*/ *см*^{2}.

Заметим, что соответствующая оценка без учета торможения электронов на колебательных условиях согласно (8) при тех же условиях приводит к $q \lesssim 10^7$ *вт*/*см*^{2}. Таким образом, рассмотренный эффект обуславливает высокие мощностные характеристики лазеров на молекулярных газах.

Авторы благодарны Н.Г.Басову и О.Н.Крохину за интерес к работе и обсуждение результатов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 ноября 1971 г.

Литература

[1] Ю.П.Райзер. УФН, 87, вып. 1, 1965.

[2] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.

[3] Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. М., Изд. Наука, 1971.

[4] G.J.Shulz. Phys. Rev., 135, A988, 1964.