

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
имени
П.Н.Лебедева



Ф И А Н

ПРЕПРИНТ Г.Г.ПЕТРАШ, В.В.РЫБКИН

17

**ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК МОЛЕКУЛ HBr
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ
ЛАЗЕРНОЙ СМЕСИ $\text{Ne-H}_2\text{-Cu}$**

МОСКВА 2004

Аннотация

Кратко рассмотрены условия нагрева электронов в начале импульса возбуждения импульсного лазера на R-M переходах. Показано, что для эффективного создания инверсии желательнее задержать развитие электронной лавины (задержать пробой среды). Задержку пробоя можно осуществить путем добавки электроотрицательных молекул, в частности HBr. На основе решения кинетического уравнения Больцмана рассчитаны функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) и на этой основе стационарные критерия пробоя лазерной смеси Ne-H₂-Cu-HBr при различных содержаниях бромистого водорода и меди в смеси с учетом ионизации всех компонентов смеси. Найдено, что увеличение мольной доли HBr приводит к увеличению пробойных напряжений и, как следствие, к более выгодному соотношению констант скоростей возбуждения электронным ударом электронных состояний меди ²P (верхних лазерных уровней) и ²D (нижних лазерных уровней). Это позволяет повысить эффективность генерации особенно при высоких частотах повторения.

Summary

Heating of electrons during initial stage of discharge in R-M lasers are briefly considered. It is shown that for efficient formation of inversion it is desirable to have a delay of electron avalanche development (delay of a medium break-down). It can be done by addition of electronegative molecules such as HBr. Stationary criterion of the Ne-H₂-Cu-HBr laser mixture break-down has been calculated using solutions of Boltzmann kinetic equation for electron energy distribution function (EEDF). It was found that increase of HBr molar fraction in the mixture leads to increase of break-down voltage and, as a consequence, to more favorable ratio of rate constants of electron excitation of ²P (upper laser levels) and ²D (lower laser levels) atomic copper levels. This allows to achieve more efficient laser action especially at high pulse repetition rates.

1. Введение.

Импульсные лазеры на R-M переходах атома меди обладают в настоящее время наибольшей эффективностью генерации в видимой области спектра. При этом наибольшая эффективность достигнута не с традиционным лазером на парах меди, в активной среде которого присутствуют только атомы меди и буферного газа неона, а с такими разновидностями лазера на R-M переходах атома меди, в активной среде которых присутствуют электроотрицательные молекулы (молекулы с большими сечениями прилипания электронов), такие как HBr, HCl и HI (см [1] и приведенные там ссылки). К таким разновидностям лазеров относятся лазеры на бромиде меди с добавками водорода, «гибридные» лазеры (Cu H₂BrID lasers) и так называемые «лазеры с улучшенной кинетикой» (kinetically enhanced lasers). Общая особенность всех этих лазеров состоит в том, что в их активной среде присутствуют указанные выше молекулы галогеноводородов. Их наличие и приводит к значительному увеличению эффективности и мощности генерации и к улучшению ряда других характеристик лазеров.

В литературе обсуждались различные причины улучшения характеристик лазеров, связанные с введением упомянутых молекул. В частности, в [2,3] в качестве одной из основных причин улучшения характеристик генерации лазера на бромиде меди с добавками водорода и гибридного лазера рассматривалась задержка импульса тока разряда по отношению к импульсу приложенного к разряду напряжения. Такая задержка неоднократно наблюдалась в экспериментах с этими лазерами [2-6], причем было замечено, что она увеличивается с ростом концентрации HBr в потоке буферного газа в гибридном лазере и с увеличением концентрации водорода в лазере на бромиде меди. В работах [2,3] возникновение этой задержки объяснялось присутствием в активной среде этих лазеров молекул HBr, обладающих большим сечением прилипания электронов при малых энергиях. Указывалось, что константа скорости прилипания к HBr превышает константу скорости прямой ионизации атома меди при температуре электронов T_e меньше, чем примерно 1.7 эВ. Поэтому до $T_e \approx 1.7$ эВ при одинаковой плотности атомов меди и молекул HBr электронная лавина не может развиваться, что и приводит к задержке импульса тока. В этих оценках предполагалось, что функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) максвелловская, а ионизируются в разряде только атомы меди. В действительности, как отмечалось в [1], активная среда в рассматриваемых лазерах содержит много компонент, которые также могут ионизоваться. Кроме того, при сложном составе среды ФРЭЭ может значительно отличаться от максвелловской. Все это следует учитывать при более аккуратном рассмотрении.

Настоящая работа имеет целью проанализировать условия развития разряда в указанной лазерной смеси с учетом влияния всех ее компонентов, включая и влияние на реальную функцию распределения электронов по энергиям. Здесь мы для краткости употребляем термин «пробой смеси». Однако рассматриваемые лазеры обычно работают при высоких частотах повторения импульсов. В этом случае плазма в межимпульсный период релаксирует не полностью, и к началу следующего импульса может присутствовать значительная плотность электронов. Поэтому правильное говорить о начале развития электронной лавины.

Собственно, задача о развитии электронной лавины (пробоя) – есть часть задачи о начальной стадии развития разряда. Как уже неоднократно отмечалось [7-9], эта стадия импульсного разряда существенно влияет на работу импульсных лазеров на R-M переходах, в частности лазеров на R-M переходах атома меди. Поэтому в следующем разделе мы рассмотрим процессы, происходящие в начальной стадии разряда.

2. Начальная стадия развития разряда.

В начальной стадии разряда увеличивается напряжение на разрядной трубке и электрическое поле в плазме. С ростом поля растет и температура электронов и, начиная с некоторого момента, который мы здесь называем моментом пробоя, начинается рост плотности электронов – развитие электронной лавины. Существенное для R-M лазеров обстоятельство состоит в том, что при низких T_e происходит преимущественное заселение нижних, а не верхних лазерных уровней, поскольку пороги возбуждения нижних уровней всегда ниже. Особенно это существенно для лазеров с большой предельной эффективностью, например для лазера на переходах меди, так как в этом случае нижние лазерные уровни расположены относительно низко.

На рисунке 1 приведены относительные скорости возбуждения нижних 2D и верхних 2P уровней атома меди в зависимости от T_e .

Как видно из этого рисунка, образование инверсии за счет разницы в скоростях накачки верхнего и нижнего уровней возможно, начиная с $T_e \approx 1,3$ эВ. Поэтому для эффективной работы лазера необходимо, чтобы период времени, в течение которого $T_e < 1,3$ эВ, был бы по возможности коротким и чтобы в этот период ввод энергии в плазму был бы минимален. Для этого желательно увеличить скорость нагрева электронов. Трудности нагрева электронов, особенно при их значительной предимпульсной плотности $n_e(0)$ ограничивают эффективность генерации лазера и возможность достижения высокой частоты повторения импульсов. Этот вопрос был предметом многих работ и продолжительных дискуссий (см. [8] и приведенные там ссылки). Поэтому здесь уместно рассмотреть процесс нагрева электронов.

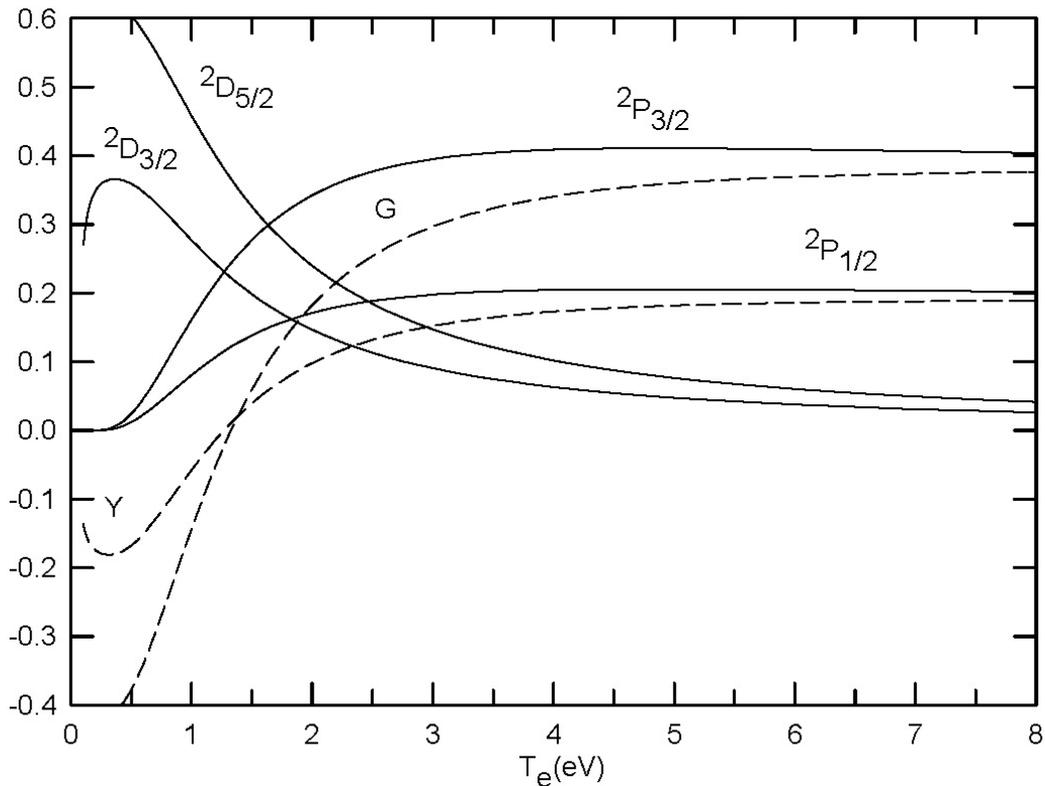


Рис. 1. Относительные скорости накачки лазерных уровней атома меди электронами с основного состояния атома как функция температуры электронов. Пунктирные кривые – разность скоростей накачки верхнего и нижнего лазерного уровня с учетом стат. весов уровней. G – для зеленой линии; Y – для желтой линии. [10].

Уравнение для баланса энергии электронов имеет вид:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) = \frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} + \frac{3}{2} T_e \frac{dn_e}{dt} = oE^2 - n_e \sum_{ij} q_{ij} N_i \varepsilon_{ij} + n_e \sum_{ij} q_{ji} N_j \varepsilon_{ij} \quad q_{ij} = \langle o_{ij} v_e \rangle \quad (1)$$

здесь o - проводимость плазмы, E – поле в плазме, o_{ij} – эффективное сечение процесса возбуждения или ионизации i -го компонента смеси, v_e – скорость электрона, N_i – плотность соответствующего компонента; ε_{ij} – энергия, теряемая или приобретаемая электроном, q_{ij} – константа скорости процесса, угловые скобки означают усреднение по скоростям. Суммирование производится по всем процессам, приводящим к потере или приобретению энергии электроном, и по всем компонентам смеси. Это уравнение удобнее переписать в виде:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{oE^2}{n_e} - \frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dt} - \frac{2}{3} \sum_{ij} q_{ij} N_i \varepsilon_{ij} + \frac{2}{3} \sum_{ij} q_{ji} N_j \varepsilon_{ij} \quad (2)$$

здесь первый член справа соответствует росту температуры электронов в результате джоулева нагрева, второй член определяет уменьшение или увеличение скорости нагрева электронов, связанное с изменением плотности электронов, третий член описывает потери энергии, связанные с возбуждением компонентов лазерной смеси, а последний - вклад энергии, связанный со сверхупругими столкновениями. Последние два члена не содержат n_e . Второй член, пропорциональный $\frac{dn_e}{dt}$, точнее $\frac{d \ln n_e}{dt}$, соответствует уменьшению нагрева, если n_e растет ($\frac{dn_e}{dt} > 0$), и увеличению нагрева при спаде n_e . В случае присутствия электроотрицательных молекул из-за прилипания, до начала электронной лавины, т.е. до момента пробоя, присутствие этого члена несколько увеличивает скорость нагрева электронов, а после пробоя – ее уменьшает. Поэтому, чтобы обеспечить быстрый нагрев электронов, желательно задержать момент пробоя. Если сразу после пробоя, как это часто бывает, $n_e = n_e(0) \exp(t/\tau)$, то этот член имеет вид: $-T_e n_e(0) t / \tau$. Он пропорционален $n_e(0) T_e$ и растет с увеличением скорости нарастания плотности электронов.

Основной же источник нагрева электронов связан с первым членом в (1,2). При подстановке выражения для проводимости o из [11] этот член имеет вид:

$$\frac{2}{3} \frac{oE^2}{n_e} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_e} \frac{E^2}{v_{Ne} + v_{Cu} + v_{ei} + v_{H_2} + v_{HBr}}, \quad v_{ei} = \frac{2,616 N_i \ln \Lambda}{(T_e [K])^{3/2}}, \quad \ln \Lambda \approx 10 \quad (3)$$

Здесь $v_{Ne} = \langle o_{trNe} v_e \rangle N_{Ne}$ и другие аналогичные члены суммы в знаменателе – частоты столкновений электронов с компонентами смеси, v_{ei} - частота кулоновских столкновений с ионами. Это выражение записано для смеси Cu-Ne-H₂-HBr. Как видно, в это выражение зависимость от n_e входит не прямо, а только через частоту столкновений с ионами.

В зависимости от состава смеси и T_e соотношение между частотами столкновений с различными компонентами смеси может изменяться в довольно широких пределах. Транспортное сечения неона примерно на порядок меньше, чем соответствующее сечение молекулы водорода во всем интересующем нас интервале изменения T_e . Но, поскольку водорода обычно в смеси 1-2%, его вклад в проводимость невелик, и мы не будем его учитывать. Концентрация молекул HBr и HCl по-видимому в типичном

случае меньше процента, хотя надежных экспериментальных или расчетных данных на этот счет нет. Вклад этих молекул в проводимость, судя по имеющимся данным, также невелик.

Для ориентировки ниже в таблице 1 приведены оценки частоты столкновений электрона с неоном, атомами меди и ионами для случая $N_{Ne} = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, что соответствует давлению 30 Торр при типичной температуре газа $\sim 2250 \text{ K}$, плотности ионов $N_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и плотности меди $N_{Cu} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Таблица 1. Частоты столкновений электрона.

$$N_{Ne} = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, N_{Cu} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}, N_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$T_e, \text{ эВ}$	$\nu_{Ne}, \text{ c}^{-1}$	$\nu_{Cu}, \text{ c}^{-1}$	$\nu_{Ne} + \nu_{Cu}, \text{ c}^{-1}$	$\nu_{ei}, \text{ c}^{-1}$
0,2	$3,70 \cdot 10^8$	$3,85 \cdot 10^8$	$7,55 \cdot 10^8$	$2,33 \cdot 10^9$
0,4	$6,84 \cdot 10^8$	$8,49 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^9$	$8,22 \cdot 10^8$
1,0	$1,40 \cdot 10^9$	$9,16 \cdot 10^8$	$2,31 \cdot 10^9$	$2,08 \cdot 10^8$
1,4	$1,81 \cdot 10^9$	$7,94 \cdot 10^8$	$2,60 \cdot 10^9$	$1,25 \cdot 10^8$

В лазерах на парах меди с буферным газом неоном или неоном с небольшими добавками водорода средняя по объему предимпульсная плотность ионов обычно примерно $1-3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, а давление буферного газа от 30 до 300 Торр. Как видно из таблицы, при небольших давлениях неона частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами сравнимы, причем с ростом T_e и плотности буферного газа преобладают столкновения с нейтральными частицами. В этом случае, как видно из (3), скорость джоулева нагрева электронов практически не зависит от плотности электронов. Если в лазерной смеси присутствуют молекулы HBr, HCl, то предимпульсная плотность ионов в результате прилипания к этим молекулам и ион-ионной рекомбинации обычно меньше 10^{13} cm^{-3} [9,12,13], так что и в этом случае, который нас в данной работе и интересует, скорость нагрева электронов не зависит от предимпульсной плотности ионов (электронов).

3. Метод расчета условий пробоя.

Стационарный критерий пробоя имеет вид [14]

$$\nu_i = \nu_A + \nu_D, \quad (4)$$

где частота ионизации равна $\nu_i = N \left(\sum_{m=1}^{m=4} K_m y_m \right)$, частота диссоциативного прилипания есть $\nu_A = N K_A y_{HBr}$, а частота диффузионной гибели электронов для цилиндрической трубки радиусом R определяется как $\nu_D = D_e (2.405 / R)^2$. В этих выражениях N - суммарная концентрация частиц, K_m - константа

скорости ионизации электронным ударом соответствующего компонента, y_m - его мольная доля, y_{HBr} - мольная доля HBr в смеси, D_e - коэффициент свободной диффузии электронов. Суммирование ведется по всем четырем компонентам смеси. Отметим, что поскольку в начале развития разряда и скорость ионизации и скорость прилипания пропорциональны плотности электронов, критерий пробоя (4) остается в силе при любой предимпульсной плотности электронов.

Разделив (4) на скорость дрейфа электронов и полную концентрацию частиц N , получим

$$\alpha_i / N = \alpha_A / N + ((2.405)^2 \varepsilon_x) / ((NR)^2 (E / N)) \quad , \quad (5)$$

где α_i / N - эффективный таунсендовский коэффициент ионизации смеси, α_A / N - эффективный таунсендовский коэффициент прилипания, а ε_x - характеристическая энергия электронов.

Кинетические коэффициенты α_i / N , α_A / N и ε_x определяются видом ФРЭЭ. Для ее нахождения численно решалось уравнение Больцмана в двучленном приближении разложения по сферическим гармоникам. Величина приведенной напряженности электрического поля задавалась как параметр, так же как и содержание компонентов смеси. Мольная доля молекул H_2 полагалась равной 0.01, мольная доля паров меди менялась в интервале 0.001-0.01, а молекул HBr от 0.005 до 0.04. Содержание неона дополняло эти величины до единицы. Поскольку на стадии пробоя концентрации электронов и частиц в возбужденных состояниях малы по сравнению с основными состояниями, то электрон-электронными соударениями и соударениями второго рода пренебрегали.

При расчетах использовались следующие данные по сечениям процессов с участием электронов.

Для неона использовался набор сечений работы [15]. Этот набор включал в себя транспортное сечение и 25 сечений неупругих процессов. Неупругие сечения учитывали возбуждение следующих состояний: $1s_5$, $1s_4$, $1s_3$, $1s_2$; $2p_{10}$, $2p_9$, $2p_8$, $2p_7$, $2p_6$, $2p_5$, $2p_4$, $2p_3$, $2p_2$, $2p_1$ (в обозначениях Пашена); а также вышележащих с пороговыми энергиями 19.663, 19.687, 19.76, 19.779, 20.033, 20.04, 20.139, 20.139, 20.2, 20.299 эВ, а также ионизацию прямым электронным ударом (21.6 эВ).

Для молекулы H_2 использовался набор сечений работы [16], который включал транспортное сечение, сечение возбуждения вращательных уровней, три сечения возбуждения первых колебательных уровней основного состояния молекулы H_2 ($X^1\Sigma_g, v=1-3$), сечения возбуждения электронных состояний $b^3\Sigma_u^+$, $c^3\Pi_u$, $a^3\Sigma_g^+$, $e^3\Sigma_u^+$, $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$, $E^1\Sigma_g^+$, $F^1\Sigma_g^+$, $V^1\Sigma_u^+$, $D^1\Pi_u$, $V''^1\Sigma_u^+$, $D'^1\Pi_u$, и ионизацию.

Для молекулы HBr использовался оценочный набор сечений из работы [17]. Этот набор включал транспортное сечение, сечение возбуждения вращений, сечения возбуждения первых 3-х колебательных уровней основного состояния молекулы HBr ($X^1\Sigma^+, v=1-3$), суммарное сечение возбуждения электронных состояний, сечение диссоциативного прилипания, сечение ионизации. Транспортное сечение для молекул HCl и HBr рассчитывалось по соотношению Альтшулера (рассеяние на жестком диполе при известном дипольном моменте), а затем нормировалось на эксперимент для HCl [18]. Сечения вращательного возбуждения рассчитывались по соотношению Такаянаги [19]. Сечение ионизации оценивалось по формуле Дравина [20]. Суммарное сечение возбуждения электронных состояний HBr ($b^3\Pi_2, b^3\Pi_1, b^3\Pi_0, C^1\Pi, d^3\Pi_1$) находилось из нормировки экспериментально измеренного спектра потерь энергии электронов [21] с последующей перенормировкой на такой же спектр для HCl с учетом известного сечения ионизации молекулы HCl [22]. Сечения колебательного возбуждения и диссоциативного прилипания были рассчитаны в [23] и [24] (нелокальная резонансная модель).

Для атома меди использовались сечения из работ [10,25], которые учитывали упругое рассеяние, суммарное сечение возбуждения нижних метастабильных состояний 2D , резонансных 2P и ионизацию. При расчетах полагалось, что константы скоростей возбуждения отдельных уровней конфигурации 2D и 2P соотносятся как статистические веса. Величина NR полагалась равной $9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, что при радиусе трубки 1 см соответствует давлению смеси ~ 30 Торр при н.у.

4. Результаты расчетов и их обсуждение.

На рисунках 2-4 приведены таунсендовские коэффициенты ионизации компонентов смеси, коэффициенты диссоциативного прилипания и коэффициенты диффузионной гибели для разных содержаний молекул HBr и атомов меди. Уже при содержании HBr $\sim 0.5\%$ напряжение пробоя практически полностью контролируется процессом образования отрицательных ионов. Диффузионные потери зарядов пренебрежимо малы, даже если давление уменьшить в три раза. Увеличение мольной доли галогенводорода в смеси действительно приводит к росту пробойного напряжения. При относительно высоких содержаниях меди (1%) это увеличение обусловлено преимущественно ростом скорости диссоциативного прилипания при относительно малом изменении скорости ионизации, которая практически полностью определяется скоростью ионизации атомов меди. При малых содержаниях меди влияние изменения состава газовой смеси на вид ФРЭЭ более существенно. При малых значениях E/N вклад в ионизацию

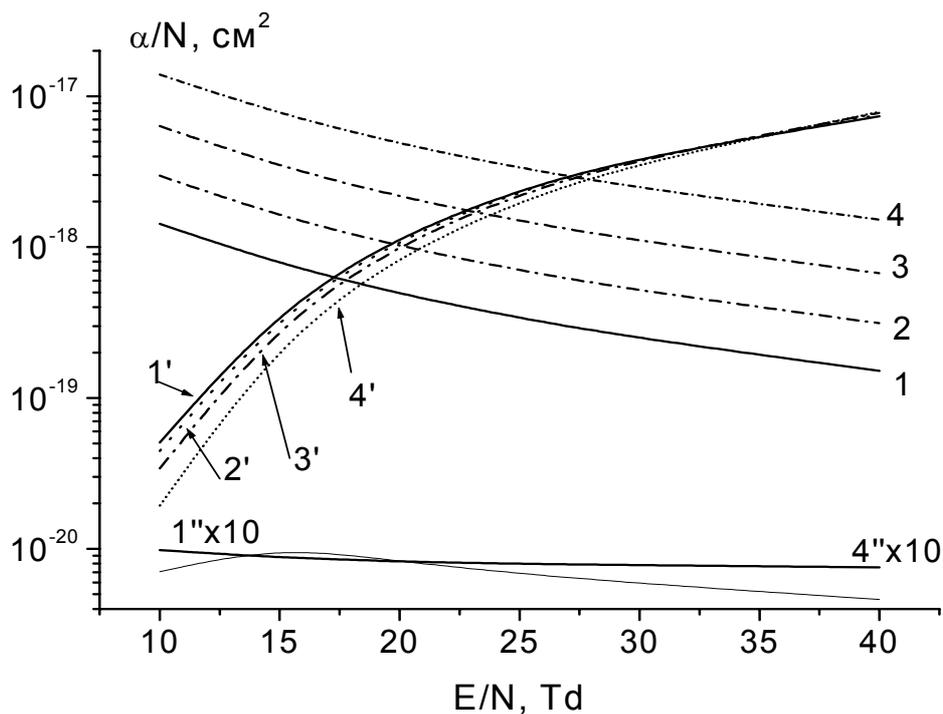


Рис. 2. Таунсендовские коэффициенты ионизации (1'-4'), прилипания (1-4) и диффузионной гибели (1'', 4'') для смеси состава 1% H₂, 1% Cu. 1,2,3,4 – содержание HBr 0.5, 1, 2 и 4% соответственно.

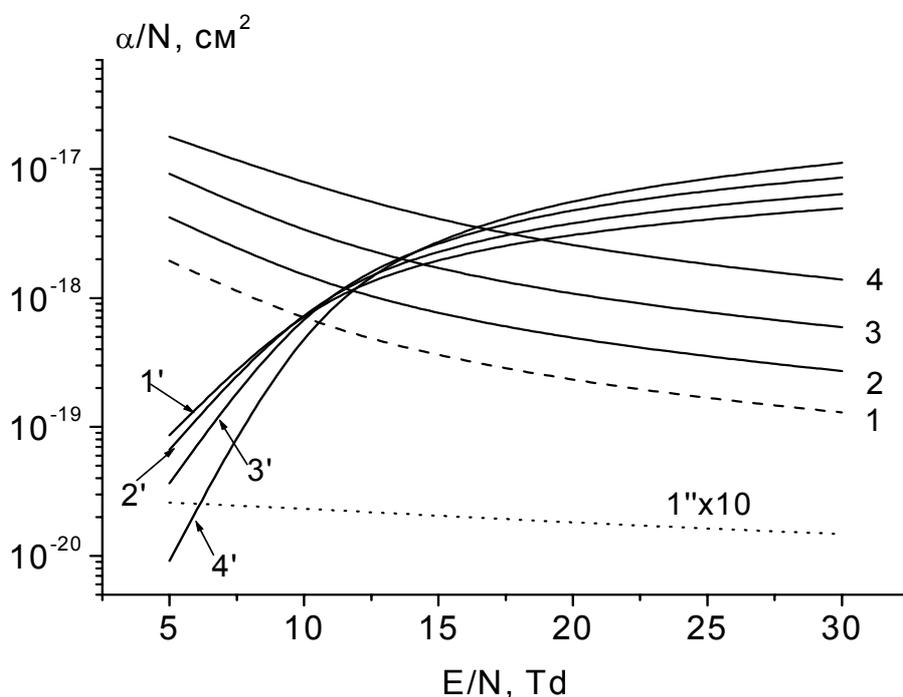


Рис. 3. Таунсендовские коэффициенты ионизации (1'-4'), прилипания (1-4) и диффузионной гибели (1'') для смеси состава 1% H₂, 0.1% Cu. 1,2,3,4 – содержание HBr 0.5, 1, 2 и 4% соответственно.

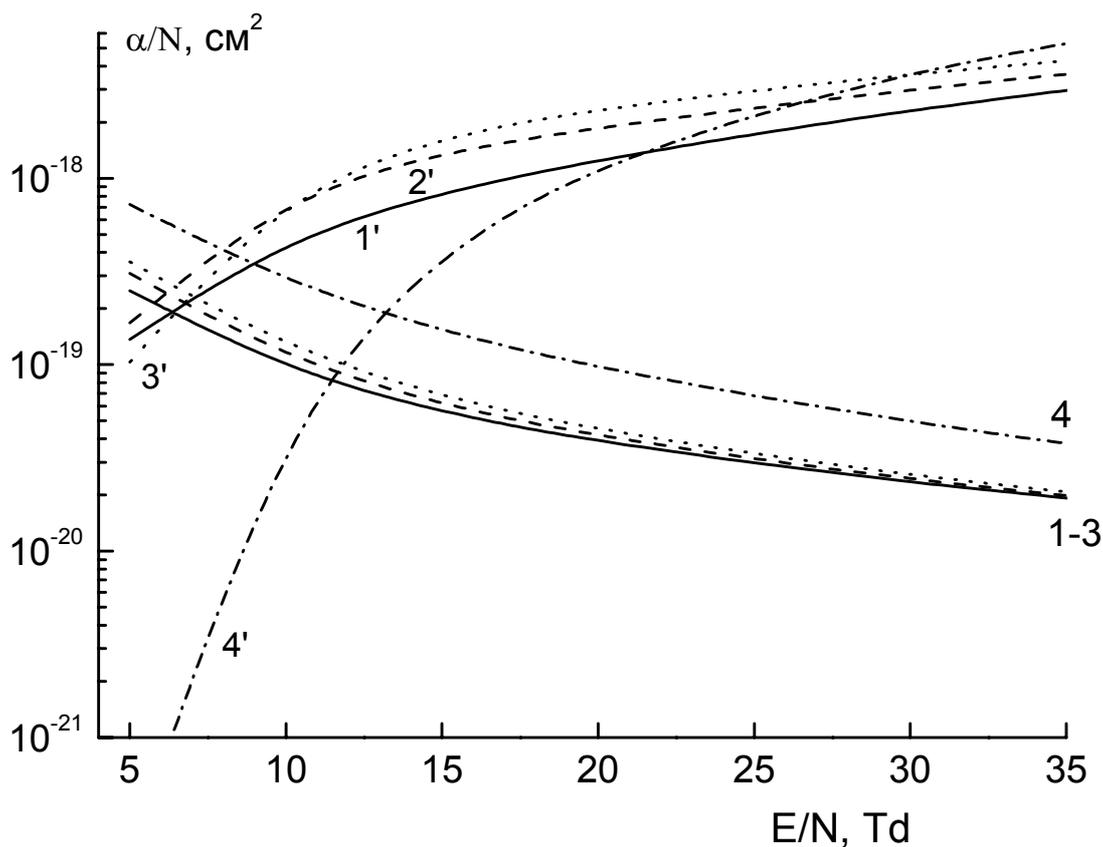


Рис. 4. Таунсендовские коэффициенты ионизации (1' –4'), прилипания (1-4) для смеси состава 1% H₂, 0.1% HBr. 1,2,3,4 – содержание Cu - 0.01, 0.05, 0.1 и 1% соответственно.

вносят уже не только атомы меди, но и молекулы HBr. Увеличение их мольной доли в целом снижает высокоэнергетичную часть ФРЭЭ.

Интересно отметить, что уменьшение содержания наиболее легко ионизируемого компонента – атома меди в определенной области плотностей приводит к снижению напряжения пробоя (рис. 2, 3, 4). В рамках данных расчетов это объясняется тем, что медь по сравнению с другими компонентами смеси имеет электронные состояния с относительно невысокими энергиями и большими сечениями возбуждения. Возможности набора энергии электронами от поля определяются с одной стороны величиной E/N , а с другой стороны столкновениями. Последние зависят от величины сечений и пороговых значений энергии. Чем больше E/N , тем при прочих равных условиях электроны имеют возможность приобрести больше энергии. Чем больше величины сечений, тем больше потери энергии. Эффективные сечения входят в кинетическое уравнение в виде суммы произведений сечений компонентов на их мольную долю. Действие сечений на ФРЭЭ зависит как от их величины и от порога, так и от величины E/N . Из всех компонентов смеси медь имеет самое большое транспортное сечение.

На порядок больше, чем у основного компонента- неона. У неона до ~ 16 эВ вообще отсутствуют неупругие соударения. Добавки меди приводят к появлению неупругих потерь на возбуждение нижних метастабильных и резонансных состояний с большими сечениями (пороги $\sim 1.39, 1.64, 3.78, 3.81$ эВ). Эти соударения, наряду с упругими, приводят к снижению высокоэнергетичной части ФРЭЭ при данном E/N при добавках меди к неону. Набор энергии тот же, а потери на соударения больше. Константы скорости ионизации всех компонентов однозначно уменьшаются. В то же время, "отбрасываемые" соударениями с медью электроны обогащают начало ФРЭЭ. Как следствие, растут скорость дрейфа и константы скоростей с малыми порогами, в частности константа скорости диссоциативного прилипания. В критерии зажигания входят не сами константы, а частоты, т.е. константы домноженные на мольные доли. При малых содержаниях меди (см. рис. 4) рост ее концентрации (мольной доли) оказывается быстрее, чем падение константы ионизации. Частота ионизации в целом увеличивается. Однако, одновременно растет и частота прилипания. В целом оказывается, что при изменении содержания Cu от 0.01 до 0.05% пробойное напряжение несколько (но слабо) уменьшается, а затем начинает расти. Константа ионизации падает быстрее, чем растет мольная доля электронов.

Увеличение мольной доли HBr приводит к росту напряжения пробоя (рисунки 5,6)

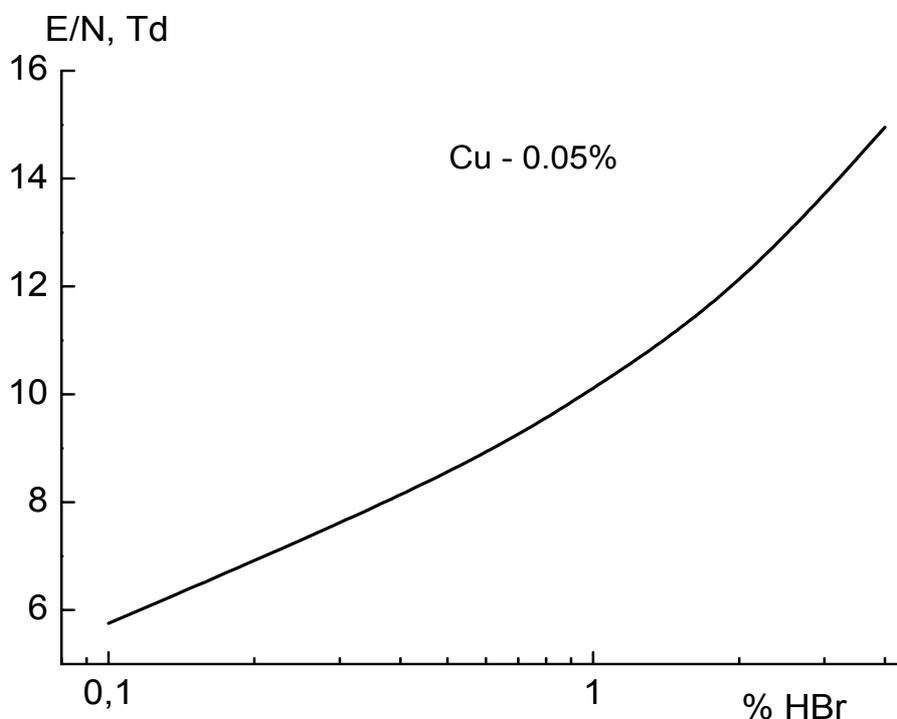


Рис.5. Напряжение пробоя как функция содержания HBr.

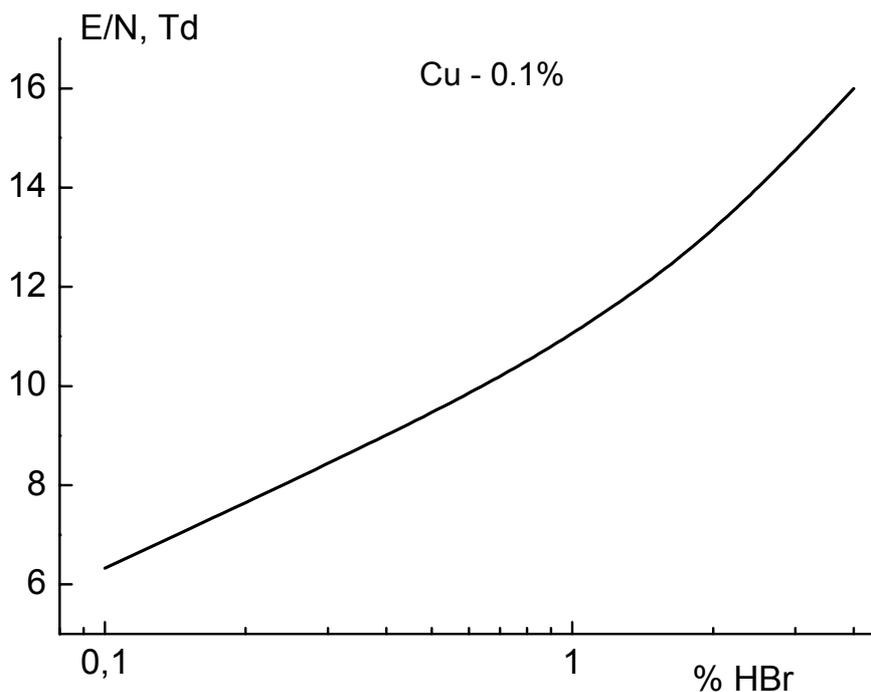


Рис.6. Напряжение пробоя как функция содержания HBr.

Следствием роста пробойных напряжений является то, что ФРЭЭ формируется такой, что отношение констант скоростей возбуждения верхних и нижних лазерных уровней становится более выгодным (рис. 7-9). Для состояний $^2P_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$ качественно наблюдается такая же ситуация.

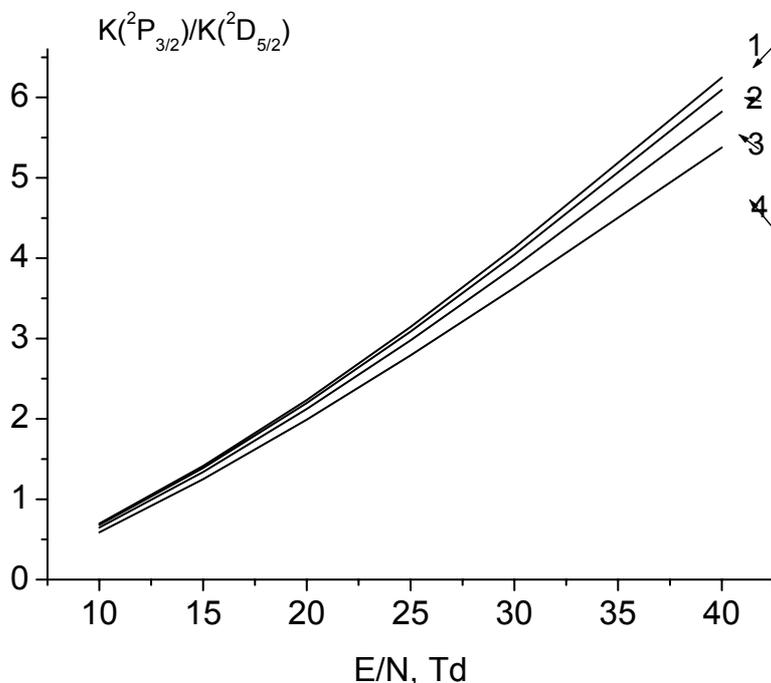


Рис. 7. Отношение констант возбуждения электронным ударом уровней меди $^2P_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$ для смеси состава 1% H₂, 1% Cu. 1,2,3,4 – содержание HBr 0.5, 1, 2 и 4% соответственно.

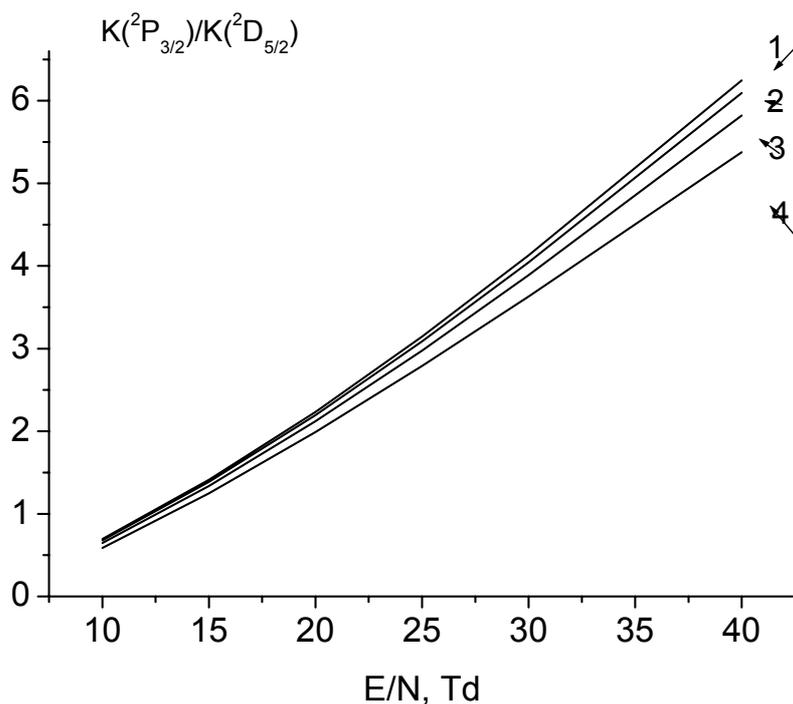


Рис. 8. Отношение констант возбуждения электронным ударом уровней меди ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2D_{5/2}$ для смеси состава 1% H_2 , 1% Cu. 1,2,3,4 – содержание HBr 0.5, 1, 2 и 4% соответственно.

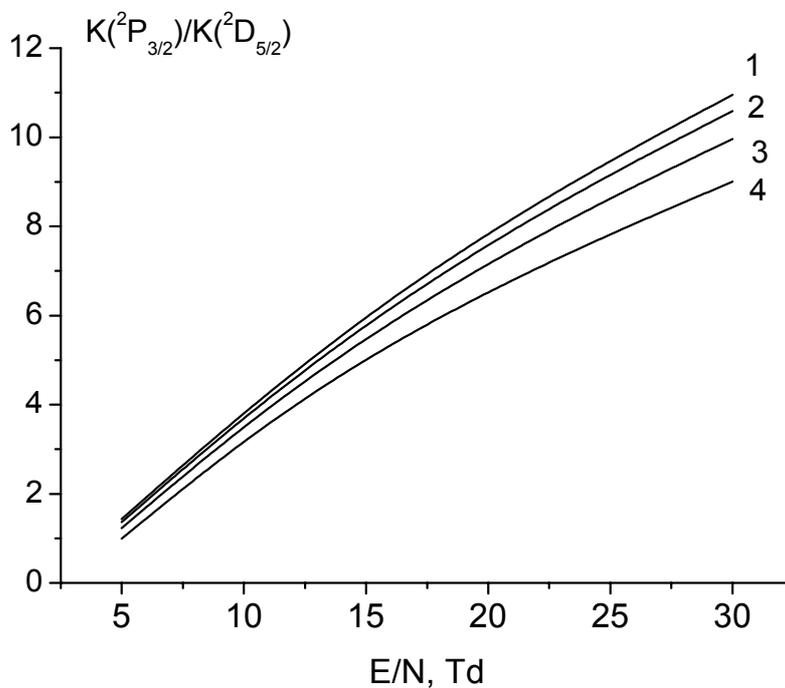


Рис. 9. Отношение констант возбуждения электронным ударом уровней меди ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2D_{5/2}$ для смеси состава 1% H_2 , 0.1% Cu. 1,2,3,4 – содержание HBr 0.5, 1, 2 и 4% соответственно.

Все сказанное приводит к тому, что с ростом мольной доли HBr константы скоростей возбуждения лазерных уровней становятся более благоприятными для создания инверсии и эффективной генерации. Соответствующие зависимости приведены на рисунках 10-12 для лазерных смесей различного состава.

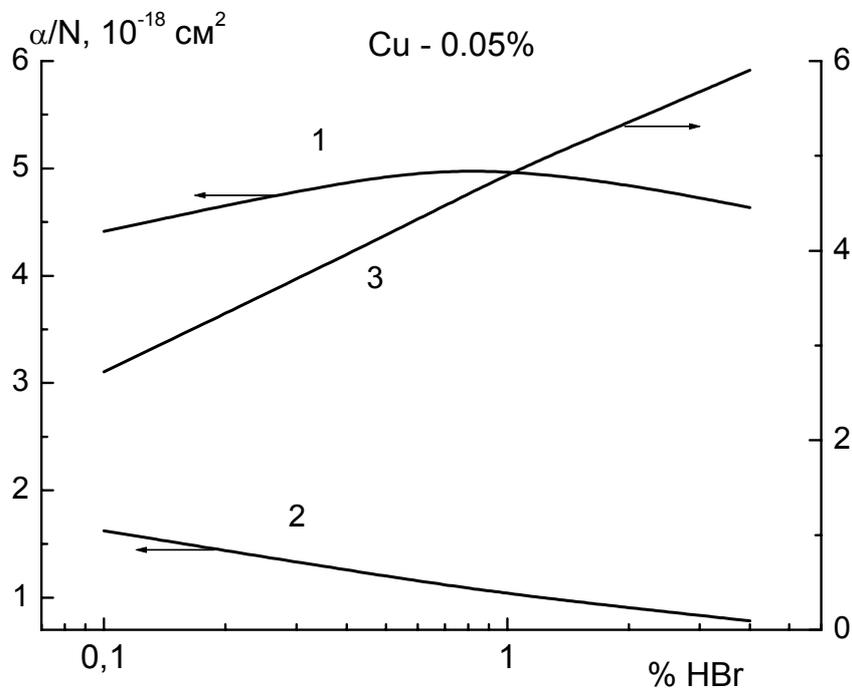


Рис.10. Таунсендовские коэффициенты скоростей возбуждения уровней $P_{3/2}$ (1), $D_{5/2}$ (2) и их отношение для условий пробоя. H_2 -1%, Cu – 0,05%

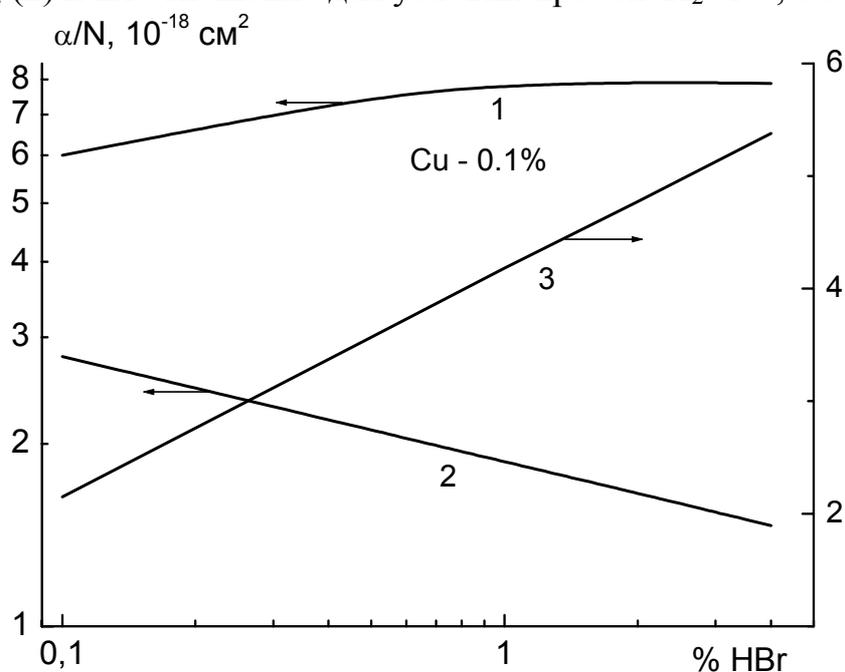


Рис.11. Таунсендовские коэффициенты скоростей возбуждения уровней $P_{3/2}$ (1), $D_{5/2}$ (2) и их отношение для условий пробоя. H_2 -1%, Cu – 0,1%

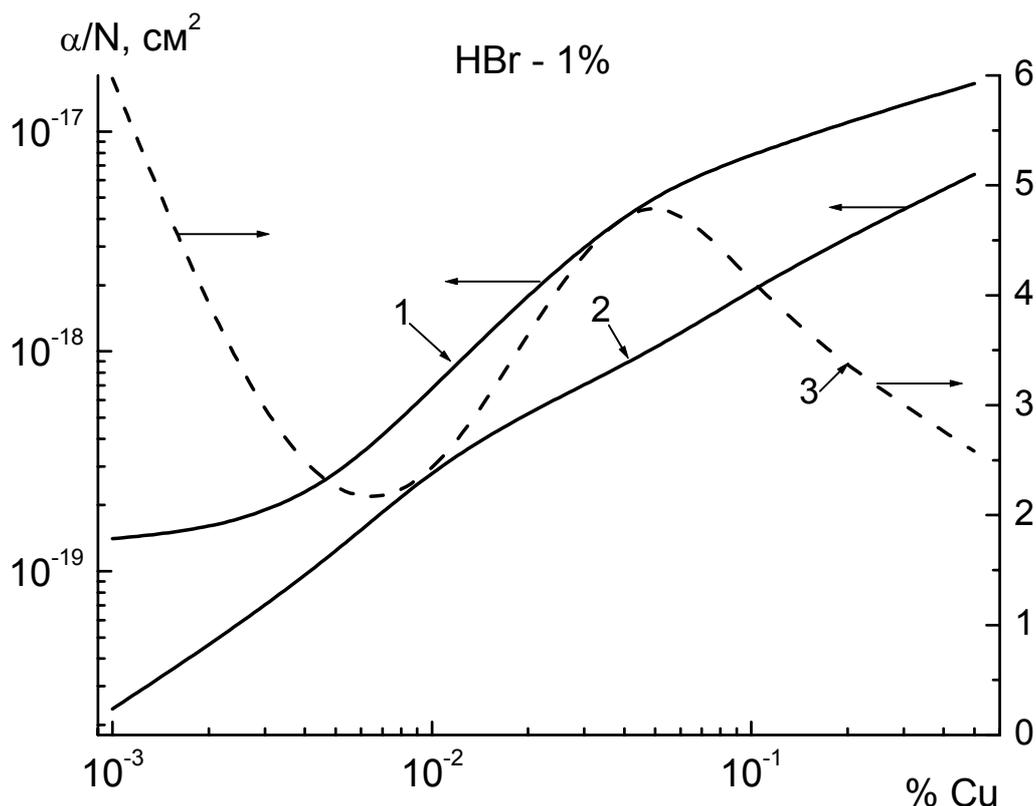


Рис. 12. Таунсендовские коэффициенты скоростей возбуждения уровней $P_{3/2}$ (1), $D_{5/2}$ (2) и их отношение (пунктир) для условий пробоя. H_2 - 1%, HBr - 1%.

3. Заключение

Результаты описанных выше расчетов показывают, что учет ионизации всех компонентов смеси и их влияния на ФРЭЭ не меняет основного вывода о том, что присутствие в рабочей смеси молекул HBr приводит к задержке пробоя (развития электронной лавины в разряде) до тех пор, пока средняя энергия электронов не достигнет определенной величины, зависящей в основном от соотношения концентраций HBr и меди. При этом до момента пробоя плотность электронов по крайней мере не растет, а может только уменьшаться из-за преимущественного прилипания к молекулам HBr. Соответственно второй член справа в уравнении (2), описывающем нагрев электронов, может только увеличивать скорость нагрева. При невысокой предимпульсной плотности электронов $n_e(0)$, которая легко достигается при добавках электроотрицательных молекул, скорость нагрева электронов не зависит от $n_e(0)$.

Таким образом, изменяя соотношение концентраций меди и HBr, можно ускорить нагрев электронов в начальной стадии разряда и оптимизировать условия работы лазера, существенно уменьшив или сведя к пренебрежимой величине заселение метастабильных (нижних лазерных) уровней в начале импульса возбуждения. При этом после пробоя среды, когда начинается рост n_e и происходит основной вклад энергии, T_e и соотношение констант возбуждения верхних и нижних лазерных уровней становится значительно более благоприятными для эффективного создания инверсии на лазерных переходах.

Особенно существенным влияние добавок HBr может оказаться при высоких частотах повторения импульсов. В этом случае трудно быстро и сильно уменьшить $n_e(0)$. Для этого пришлось бы сильно увеличить концентрацию HBr, что может привести к слишком большим потерям энергии электронов на возбуждение и диссоциацию HBr, а также к шнурованию и неустойчивости разряда, которые часто наблюдаются при большой концентрации электроотрицательных молекул. Напомним, что метастабильные уровни меди наиболее интенсивно разрушаются в столкновениях с остывающими электронами, так что слишком быстрое удаление электронов может оказаться неоптимальным. Подбор концентрации HBr дает дополнительные возможности оптимизации работы лазера при высоких частотах повторения. Если при этом $n_e(0)$ окажется значительной, то это приведет к уменьшению скорости нагрева электронов при низких T_e , однако влияние второго члена справа в (2) сохранится. Таким образом добавки HBr должны способствовать продвижению в сторону высоких частот повторения импульсов. Это и наблюдается в эксперименте. Наибольшая частота повторения достигнута с лазером на бромиде меди [26].

Присутствие в активной среде лазера на R-M переходах меди других молекул, обладающих большими сечениями прилипания электронов при малой энергии (в частности молекул HCl и HI), должно приводить в целом к подобной ситуации. Влияние добавок HCl на характеристики пробоя будет предметом отдельной статьи.

Настоящая работы выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 01-02-17404).

Литература.

1. Little, C.E., *Metal Vapour Lasers* (John Wiley & Sons, Chichester, 1999)
2. Isaev A.A., Jones D.R., Little C.E., Petrash G.G., Whyte C.G., Zemskov K.I., *IEEE J. Quantum Electronics*, **33**, 919 (1997).
3. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г., *Квантовая электроника*, **24**, 596 (1997).

4. Astadjov D.N., Vuchkov N.K., Sabotinov.N.V., IEEE J. Quantum Electronics, **24**, 1927 (1988).
5. Withford M.J., Brown D.J.W., Carman R.J., Piper J.A., Optics Communications, **135**, 164 (1997).
6. Jones D.R., Halliwell S.N., Little C.E., Optics Communications, **111**, 394 (1994).
7. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г., Квантовая электроника, **27(2)**, 183-188 (1999).
8. Petrash G.G., Laser Physics, **10(5)**, 994-1008 (2000).
9. Marshall G.D., *Kinetically Enhanced Copper Vapour Lasers*, PhD Thesis, University of Oxford (2002).
10. Carman R.J., J. Appl. Phys., **82(1)**, 71 (1997).
11. Райзер Ю.П., *Физика газового разряда*, М., Наука, (1987).
12. Hogan G.P., Webb C.E., Whyte C.G., Little C.E., in *Pulsed Metal Vapour Lasers*, C.E.Little, N.V.Sabotinov, Editors, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), p. 67-72 (1996).
13. Whyte C.G., *The Kinetics of Copper HyBRID lasers*, PhD Thesis, University of St.Andrews (1995).
14. Райзер Ю.П., *Основы современной физики плазмы*, (М. Наука, 1980).
15. Puech V., Mizzi S., *J.Phys.D: Appl.Phys.*, **24**, 1974.(1991).
16. Loureiro J., Ferreira C.M. *J.Phys.D:Appl.Phys.*, **22**, 1680 (1989).
17. Sokolova Yu., Sokolov V. *III International conference on plasma physics and plasma technology, Contributed papers, Minsk, Belarus, ,v.1,228*, (2000).
18. Morgan W.L. *Plasma Chem. Plasma Proc.*, **12**,.449 (1992).
19. Itikawa Y. *Atomic data and nuclear data tables*, **14**, 1 (1974).
20. Drawin S.W. *Zeitr. fur Phys.* **B.164**, 513 (1961).
21. Cvejanovic S., Cubric D., Cvejanovic D., Jureta J. *J.Phys. B: Atom. Mol. Phys.*, **20**, 2589 (1987).
22. Jureta J., Cvejanovic S., Cvejanovic D., Kurepa D. *J.Phys. B: Atom. Mol. Phys.*, **22**, 2623 (1989).
23. Horacek J., Domske W. *Chem.Phys.Letter.* **234**, 304 (1995).
24. Horacek J., Domske W., Nakamura N. *Zeitr. fur Phys. D.*, **B.42**, 181 (1997).
25. Carman R.J., In *Pulsed Metal Vapour Lasers*, C.E.Little, N.V.Sabotinov Editors, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996, p. 203)
26. Евтушенко Г.С., Петраш Г.Г., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Квантовая электроника, **28(3)**, 220-224 (1999).