И Н С Т И Т У Т 36
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 75 - 67

Е.В.Шунько

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ДЛЯ СМЕСИ ГАЗОВ CO_2-ОКГ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Новосибирск
1975

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ДЛЯ СМЕСИ ГАЗОВ CO_2-ОКГ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Е. В. Шунько

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе с помощью зондовой и термопарной методик исследовано поведение функции распределения электронов $f(\varepsilon)$ в плазме тлеющего разряда для N_2, CO_2, их смеси и смеси N_2+ CO_2+ He. Показано, что в смеси $N_2 + CO_2 + He$ при $p_{N_2} \geq p_{CO_2}$ $f(\varepsilon)$ определяется только наличием азота для вариации $p_{He} = 0 \div 2 p_{N_2}$.

На коаксиальной модели получена зависимость $f(\varepsilon)$ от E/N (где E – напряженность электрического поля, а N – концентрация нейтральных молекул) в диапазоне $E/N = 0 \div 15 \cdot 10^{-16}$ в.см^2.

Показано, что $f(\varepsilon)$ хорошо аппроксимируется аналитическим выражением: $f(\varepsilon) \approx \frac{2 \cdot \varepsilon}{\varepsilon_0^2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^2\right]$ во всем диапазоне измерений.

Найден алгоритм расчета распределения концентрации электронов, концентрации возбужденных молекул и температуры газа при заданной геометрии разряда и величине разрядного тока и давления.

Определено поведение основных параметров газоразрядной плазмы при последовательном составлении смеси: $CO_2 \rightarrow CO_2 + N_2 \rightarrow CO_2 + N_2 + He$.

Измерена зависимость скорости электрического дрейфа электронов от параметра E/N для CO_2, $CO_2 + N_2$ и $CO_2 + N_2 + He$.

I. Функция распределения электронов по энергиям

В /I/ упоминалось о том, что зондовые и термопарные измерения были осуществлены также и в газоразрядной плазме смесей газов CO_2, N_2 и He при различных концентрациях последних.

На фиг.I "а" и "б" изображены функции распределения электронов по энергиям для чистого азота и для различных смесей, приготовленных в следующей последовательности: сначала трубка наполнялась углекислым газом до давления 0,8 торр и производились необходимые зондовые и термопарные измерения[x)]; после этого в трубку добавлялся азот до суммарного давления $p_{CO_2} + p_{N_2} = 3$ торр и измерения повторялись; далее, измерения производились с добавлением каждой следующей единицы давления (I торр) гелия вплоть до $p_{CO_2} + p_{N_2} + p_{He} = 8$ торр.

Анализ полученных результатов позволяет утверждать, что функция распределения электронов $f(\varepsilon)$ в смеси при $p_{N_2} \geq p_{CO_2}$ тождественна функции распределения в N_2 и определяется только азотом, а добавление He в указанном интервале давлений не меняет вида $f(\varepsilon)$. Поэтому в дальнейшем при определении параметра E/N (где E – напряженность электрического поля, а N – концентрация нейтральных частиц) в расчет принималась суммарная концентрация нейтральных молекул N_2 и CO_2.

К сожалению, цилиндрическая геометрия разряда не дает возможности исследовать поведение $f(\varepsilon)$ и скорости дрейфа электронов $v_д$ от параметра E/N в широких пределах изменения последнего, т.к. величина E/N является нерегулируемым фактором. В нашем случае, например, при внутреннем диаметре газоразрядной трубки $\phi = 3,2$ см, E/N варьировалась в зависимости от p и тока разряда $I_р$ так, как это изображено на фиг.2. Поэтому были предприняты поиски другой геометрии разряда, в которой такие ограничения не были бы так существенны.

Для исследований была выбрана система из двух коаксиальных цилиндрических электродов. Внешний электрод служил анодом (внутренний диаметр I5 см, нержавеющая сталь), а внутренний – катодом (внешний диаметр 8,6 см, медь). Рабочая длина системы $L = 20$ см. На аноде располагалась катушка магнитного поля с водяным охлаж-

---

x) Параметры установки описаны в /I/.

дением (намотка выполнена медной трубкой). С каждой стороны к аноду вакуумплотно закреплялся объем, который одновременно служил консолью для крепления катода и местом напуска или откачки газа. Каждый такой объем крепился к аноду и катоду установки с помощью переходных кольцевых изоляторов. Анод не охлаждался, а катод охлаждался проточной водой. Пульсирующее напряжение частотой 50 гц между анодом и катодом подавалось на установку через регулируемое балластное сопротивление $R = 0 \div 120$ ом. Форма тока и напряжения на разрядном промежутке изображена фиг.3.

Система напуска газа представляла собой три баллона со сжатыми до 150 атм N_2, CO_2, He, соединенные каждый через редуктор и микронатекатель с буферным объемом, имеющим через клапан выход в установку. Прокачка осуществлялась с помощью вакуумного агрегата АВМ-50 и могла регулироваться в диапазоне $v_п = 0 \div 3{,}5$ м/сек.

Давление газов в системе измерялось с помощью U -образного масляного манометра. Все исследования проводились при однополупериодном режиме питания. Характерная величина пикового значения разрядного тока – 8а. Рабочая смесь представляла собой 0,8 торр CO_2 + 2,2 торр N_2 + 5 торр He.

В разрядном промежутке на общей консоли было смонтировано 8 зондов. Первый зонд был расположен на расстоянии ~ 0,5 мм от катода, остальные, насколько это было возможно, были равномерно расставлены в разрядном промежутке. Диаметры рабочей части зондов ϕ 6 мкм, длина ~ 4 мм, диаметры кварцевых капилляров ~ 100 мкм, их длина ~ 10 см. Консоль с зондом могла передвигаться вдоль оси установки.

Электронный ключ позволял подключать к системе измерения попеременно любой из выбранной пары зондов, так что за счет послесвечения экрана (осциллограф с I-33) можно было фиксировать одновременно сигналы $I_з$, $\dot{I}_з$, $\ddot{I}_з$ от этой пары. На фиг.4 приведена типичная осциллограмма, полученная в процессе измерений. Момент измерения был привязан к максимуму разрядного тока, а длина "пилы" анализирующего напряжения составляла ~100 мксек при амплитуде ~ 50 в (линейность рабочего участка "пилы" как и в работе /1/ 2%).

Как и следовало ожидать, магнитное поле позволило в широких пределах варьировать напряженность электрического поля в разрядном промежутке (в системе реализован случай скрещенных электрического E и магнитного H – полей). Зависимость полученных в процессе эксперимента $f(\varepsilon)$ от радиуса при различных значениях магнитного поля H представлена на фиг.5. Здесь и везде далее для рисунков за ноль отсчета радиуса принята поверхность катода, а функции распределения нормированы таким образом, что $\int_0^\infty f(\varepsilon)d\varepsilon = 1$ (или $\int_0^\infty f(v)dv = 1$).

Анализ рисунка позволяет сделать следующие выводы:

"а" – средняя энергия электронов вблизи катода мала ($\langle\varepsilon\rangle \approx$ 0,35 эВ) и нарастает к аноду.

"б" – с ростом магнитного поля H средняя энергия электронов растет, принимая в том числе величину, реализующуюся в анодном столбе продольного разряда в цилиндрической геометрии ($\langle\varepsilon\rangle \approx 1{,}91$ эВ).

Для измерения температуры нейтрального газа в разряде применялись термопары, аналогичные тем, которые были использованы в экспериментах на цилиндрической геометрии разряда (Pt – Cu , ϕ 30μ и ϕ 15μ , соответственно). Конструктивно система термопар была оформлена так же как и система зондов, а измерительная схема позволяла последовательно подключать к осциллографу (Solartron) любую из термопар. На фиг.6 приведена типичная осциллограмма сигнала с термопары.

Результаты обработки зондовых и термопарных измерений представлены на фиг.7а,б,в и г.

На фиг.8 приведена величина напряжения на анодном столбе разряда $U_{ст}$ и величина прикатодного падения $U_к$, измеренные в зависимости от магнитного поля H. Значение $U_{ст}$ определялось как напряжение между первым (расстояние ~ 0,5 мм от катода) зондом и анодом, а напряжение прикатодного падения $U_к$ вычислялось из выражения: $U_к = U_р - U_{ст}$, где $U_р$ – напряжение на разрядном промежутке-оставалось неизменным в диапазоне $H = 0 \div 500$ эрст.

Изображенные на фиг.7 зависимости, вообще говоря, сразу позволяют найти искомое поведение $\langle\varepsilon\rangle = \varphi(E/N)$. Однако прежде было желательно провести анализ формы измеренных функций распределения, т.к. при одинаковом значении $\langle\varepsilon\rangle$ можно было ожидать различные формы $f(\varepsilon)$ и тогда величина $\langle\varepsilon\rangle$ не являлась бы однозначной характеристикой и потеряла бы значительную часть своей информативности.

Прежде всего отметим, что анализировались формы необработанных, полученных в эксперименте осциллограмм вторых производных зондового тока $\ddot{I}_з$.

Анализ заключался в том, что в экспериментальную осциллограмму методом наименьшего среднеквадратичного отклонения вписывалась зависимость вида: $\frac{\varepsilon}{B}^A\cdot\exp[-(\varepsilon/\varepsilon_0)^\gamma]$. Всего анализу было подвергнуто 42I отдельная осциллограмма.

При этом оказалось, что величина $A\approx 0.5\pm 0.04$, а $\gamma\approx 2\pm 0,13$. В связи с чем в последней инстанции в качестве единственного параметра осталась величина ε_0. При этом функция распределения приобрела сравнительно простую аналитическую интерпретацию:

$$f(\varepsilon)=\frac{2\cdot\varepsilon}{\varepsilon_0^2}\cdot\exp[-(\varepsilon/\varepsilon_0)^2]$$

$$f(v)=\frac{4\cdot v^3}{v_0^4}\cdot\exp[-(v/v_0)^4] \qquad 1.1$$

$$\langle\varepsilon\rangle=\varepsilon_0\cdot\Gamma(3/2)\approx 0,88623\cdot\varepsilon_0$$

$$\langle v\rangle=v_0\cdot\Gamma(5/4)\approx 0,9064\cdot v_0$$

Здесь Γ – гамма-функция, а $v_0\approx 5,931\cdot 10^7\cdot\sqrt{\varepsilon_0(эв)}$ см/сек.

Дисперсия вдоль кривых не превышала $\pm 7\%$ от текущего значения.

В качестве иллюстрации описанного метода на фиг.I "а" и "б" тонкими линиями изображены аппроксимирующие функции.

Следует оговориться, что аналитическую форму $f(\varepsilon)$, полученную в результате аппроксимации осциллограмм, следует рассматривать только как удобное приближение. Однако разработанный метод позволяет теперь утверждать, что поведение величины $\langle\varepsilon\rangle$ с высокой степенью достоверности отражает состояние процессов, связанных с функцией распределения электронов по энергиям, так как форма $f(\varepsilon)$ (в интервале $E/N = 0 \div 15\cdot 10^{-16}$ см^{2}в) оказалась инвариантной с точностью до приведенных отклонений. В дальнейшем

в качестве параметра целесообразнее использовать величину $\varepsilon_0\approx\langle\varepsilon\rangle/0,88623$.

На фиг.9 приведена зависимость ε_0 от E/N для N_2 и его смесей с использованием данных коаксиальной и цилиндрической геометрии разряда. Из-за недостатка данных для чистого CO_2 приведены только 3 экспериментальные точки. Пунктиром отмечена теоретическая кривая.

Аналитическая форма записи функции распределения дает возможность сравнительно просто вычислить удельные скорости соответствующих процессов в газовом разряде, которые можно представить выражением вида $\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_k(v)\cdot v\cdot dv=\nu_k/N_k$.

Результаты такого вычисления для различных σ_k представлены на фиг.10 и фиг.11.

Теперь достаточно просто проверить применимость зондовой методики в эксперименте с коаксиальной геометрией и магнитным полем. Соответствующие расчеты показывают, что величина $\omega_L\cdot\tau(r,H)\le 1$ во всей области измерений (здесь $\omega_L=eH/mc$ – ларморовская частота, а $\tau=1/\Sigma\nu_k$, где $\nu_k=N_k\cdot\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_k(v)\cdot v\cdot dv$, k – индекс, соответствующий сорту газа; в данном случае CO_2, N_2 или He).

Поскольку вопрос о достоверности измеренной формы функции распределения электронов, дискутировавшийся в /I/, так и не получил своего разрешения, приведем наиболее сильный довод, который свидетельствует о хорошем соответствии функции распределения электронов, расчитываемой по формуле Драйвестейна ($f(\varepsilon)=A\cdot\sqrt{\varepsilon}\cdot\ddot{I}_з$) и действительно имеющей место в разряде.

Предположим, что скорость возбуждения CO_2 в разряде в точности соответствует скорости возбуждения N_2, а скорость возбуждения CO_2, в свою очередь, равна полному числу фотонов вынужденного излучения в единицу времени. Тогда полагая, что энергия перехода P20 для CO_2 составляет $\varepsilon_ф\cong 1,9\cdot 10^{-20}$ дж/молек., можно расчитать мощность коаксиального лазера из соотношения:

$$W=\varepsilon_ф\cdot L\cdot\int_{R_к}^{R_a}\frac{\nu_{N_2+e\to N_2^*+e}}{N_{N_2}}\cdot N_{N_2}(r)\cdot n(r)\cdot r\cdot dr \qquad (I.2)$$

где L – длина установки, $\nu_{N_2+e \to N_2^*+e}/N_{N_2}$ рассчитывается из имеющихся экспериментальных значений функций распределения (см.фиг.II) $N_{N_2}(r) = No_{N_2} \cdot T_0/T(r)$; а $n(r)$ – определена из эксперимента.

На фиг.I2 изображены расчетная и экспериментальная зависимости выхода мощности из коаксиального лазера.

Для измерения мощности использовался катод длиной I40 см, приемник-калориметр с кремниевым поглотителем.

При расчете учитывалось, что термопарные и зондовые измерения осуществлялись в максимуме излучения, питание установки имело частоту 50 Гц, а ширина каждого импульса излучения у основания ~ 6 мсек (см.фиг.I3). Поэтому среднее по времени значение мощности коаксиального лазера должно было составлять ~0,2 от вычисленного по формуле I.2 значения.

Независимо мощность можно рассчитать /2/ из величины коэффициента усиления по малому сигналу α_0 и параметра насыщения в центре линии I_0 по формуле:

$$W = 2\pi \cdot \int_{R_к}^{R_a} I_0(r) \cdot [\sqrt{2L \cdot \beta \cdot \alpha_0(r)} - \beta] \cdot [\sqrt{2L \cdot \alpha_0(r)/\beta} - 1] \cdot r dr \quad (I.3)$$

где L – длина среды, β – относительные потери на зеркале резонатора.

Для измерения I_0, α_0 был использован источник когерентного излучения, описанный в /3/. Обработка данных производилась аналогично /4/. Результаты приведены на фиг.I4 а и б.

Расчеты по формуле I.3 с использованием экспериментальных значений I_0 и α_0 дают значение $\langle W \rangle \approx$ I50 вт.

Поскольку, как мы это видим, магнитное поле в широких пределах меняет значение ε_0, следует полагать, что в данном эксперименте анализируется форма $f(\varepsilon)$, от которой зависит частота возбуждения N_2. Таким образом, приходим к заключению, что в пределах $(0,5 \div 4) \cdot \varepsilon_0$ форма функции распределения, определенная посредством формулы Драйвестейна, согласуется с действительно имеющей место в разряде $f(\varepsilon)$ и хорошо аппроксимируется выражением:

$$f(\varepsilon) = \frac{2 \cdot \varepsilon}{\varepsilon_0^2} \cdot \exp[-(\varepsilon/\varepsilon_0)^2]$$

2. Распределение концентрации электронов по радиусу в цилиндрической геометрии стационарного тлеющего разряда

Предположим, что рекомбинация плазмы происходит на стенках трубки, в плазме обеспечивается квазинейтральность, градиент концентрации плазмы вдоль оси пренебрежимо мал, потери плазмы обуславливаются амбиполярной диффузией на стенки и восполняются ионизацией, а коэффициент ионизации $\ll$ I. Тогда уравнение диффузии примет вид:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left[r \cdot D_a \cdot \frac{\partial n_i}{\partial r} \right] = - n_e(r) \cdot N_г(r) \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_i(v) \cdot v \cdot dv \quad (2.I)$$

Так как $D_a \cong \lambda_п/3 \cdot \langle v_a \rangle$, $\langle v_a \rangle = \sqrt{2\langle\varepsilon\rangle/\mu_i}$, $n_e = n_i = n$,

$\lambda_п = l_0/p$, $N_г = N_1 \cdot T_0 \cdot p_0/T_г$,

где l_0 – длина свободного пробега системы ион-электрон при амбиполярной диффузии и давлении газа I Торр; $p = p_0 \cdot T_0/T_г$ – давление нейтрального газа, $\langle\varepsilon\rangle$ – средняя энергия электрона, μ_i – масса иона, $N_г$ – концентрация нейтрального газа, N_1 – концентрация нейтрального газа при давлении I Торр, p_0 – давление газа в "холодной" части установки (там, где производится измерение давления), T_0 – температура газа в манометре, $T_г$ – температура газа в фиксированной точке объема, т.о. уравнение 2.I принимает вид:

$$\eta \cdot T_г(r) \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot \sqrt{\langle\varepsilon(r)\rangle} \cdot T_г(r) \cdot \frac{\partial n}{\partial r}) = n(r) \quad (2.2)$$

где $\eta \cong 15,58 \cdot 10^{-20} \cdot l_0 \cdot [p_0^2 \cdot \sqrt{M} \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_i(v) \cdot v \cdot dv]^{-1}$

(Здесь $l_0 = 1\cdot 10^3$ см·торр, $\langle\varepsilon\rangle$ эв, p_0 торр, M – молекулярный вес иона).

Так как эксперименты проводились при различных значениях E/N, потребуем, чтобы решения уравнения 2.2 при различных вариациях гладкой зависимости $\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_i(v)\cdot v\cdot dv = \nu_i/N_г = \varphi(E/N)$ составляли минимальное среднеквадратичное отклонение от экспериментальных распределений $n(r)$. Результаты такого расчета для N_2 представлены на фигI5. Здесь же приведена зависимость частоты ионизаций для CO_2, полученная из данных для чистого CO_2 и для смесей $CO_2 + N_2 + He$. Сравнение полученных зависимостей с первым коэффициентом Таунсеида для N_2 и CO_2 / 5 / указывает на правильность методического подхода.

На фиг.I6 изображены расчетные и экспериментальные распределения $n(r)$ для N_2 в трубке с прокачиваемым (фиг.I6 а, б,в) и непрокачиваемым (фиг.I6 г,д,е) азотом, полученные из приведенных зависимостей, а на фиг.I7 показаны расчетные и экспериментальные распределения $n(r)$ для CO_2 и его смесей с N_2 и He. Согласие эксперимента с расчетом нужно признать удовлетворительным. Зависимости, представленные на фиг.I5 могут быть аппроксимированы выражениями:

$$10^{13}\cdot\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_{iN_2}(v)\cdot v\cdot dv \approx 1{,}092\cdot 10^{-3}\cdot\exp(0{,}77\cdot 10^{16}\cdot E/N) \quad (2.3)$$

$$10^{13}\cdot\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_{i\,CO_2}(v)\cdot v\cdot dv \approx 3{,}456\cdot 10^{-5}\cdot\exp(1{,}363\cdot 10^{16} E/N) \quad (2.4)$$

Отметим, что приведенные соотношения позволяют вычислять $n(r)$ при известной зависимости $T_г(r)$, но поскольку величина $n(r)$ из уравнения 2.2 определена с точностью до постоянного множителя, следует использовать выражение:

$$I_p = 2\pi e\int_0^R n(r)\cdot v_д(r)\cdot r\cdot dr \quad (2.5)$$

для нормировки абсолютного значения $n(r)$ (здесь I_p – ток разряда, e – заряд электрона, а $v_д$ – скорость дрейфа электронов).

3. Среднее число соударений возбужденных молекул CO_2 и N_2 с стенку трубки, приводящее к девозбуждению. Концентрация возбужденных молекул

Сравнение экспериментов для N_2 в прокачиваемом и непрокачиваемом вариантах дает возможность установить среднее число соударений $\langle m\rangle$ возбужденной молекулы N_2^* со стенкой трубки, приводящее к девозбуждению молекулы, а также среднее по сечению трубки значение коэффициента возбуждения $\gamma = N_{N_2^*}/N_{N_2}$.

Действительно, погонная мощность, затрачиваемая на возбуждение молекул N_2, может быть вычислена из соотношения:

$$Q^* = 2\pi\varepsilon^*\int_0^R n(r)\cdot N_г(r)\cdot(\nu_{e+N_2\to e+N_2^*}/N_г)\cdot r\cdot dr \quad (3.1)$$

С другой стороны, для стационарного процесса в отсутствие прокачки вся эта энергия необходимо передается стенкам трубки и это обстоятельство может быть записано в виде:

$$Q^*_T = \varepsilon^*\cdot\frac{N_г(R)\cdot\langle v_{Tг}\rangle\cdot 2\pi R}{4}\cdot\frac{\gamma}{\langle m\rangle} \quad (3.2)$$

При наличии прокачки газа

$$Q^* = Q^*_T + 2\pi\varepsilon^*\frac{\partial\gamma}{\partial z}\cdot\int_0^R N_г(r)\cdot v_п(r)\cdot r\cdot dr = Q^*_T + Q_v\cdot\frac{\partial\gamma}{\partial z} \quad (3.3)$$

Второй член в приведенной формуле соответствует мощности, уносимой возбужденными молекулами в потоке прокачиваемого газа ($v_п$ – скорость потока).

Предполагая, что относительный энерговклад, передаваемый стенкам в прокачиваемом и непрокачиваемом вариантах, равны, а также энерговклады Q^*/Q_p и Q^*_T/Q_p слабо меняются по длине трубки ($Q_p = E\cdot I_p$ – погонная мощность, вкладываемая в разряд), получим решение уравнения 3.3 в виде:

$$\gamma = \langle m\rangle\cdot\frac{Q^*}{Q^*_T}\cdot[1 - \exp - zQ^*_T/\langle m\rangle\cdot Q_v] \quad (3.4)$$

где $Q_V = 2\pi\varepsilon^* \int_0^R N_\Gamma(r)\cdot v_\Pi(r)\cdot r\cdot dr$, а z – расстояние от входа газа в трубку до точки измерения (в нашем случае $z = 9$ см).

Введем безразмерную величину $\alpha_c = Q_c^*/Q_{pc}$, где индекс "с" относится к непрокачиваемому варианту. Согласно предположению $\alpha \approx \alpha_c$ и $Q_T^* = Q_p\cdot\alpha_c\cdot\langle m\rangle/\gamma$, в связи с чем возникает возможность переписать выражение 3.4 в виде

$$\langle m\rangle = -\frac{\alpha_c\cdot Q_p\cdot z}{Q_V\cdot \ln\left[\frac{Q^* - \alpha_c\cdot Q_p}{Q^*}\right]} \qquad (3.5)$$

Соответствующие расчеты показали, что в области давлений $p \sim 4 \div 7$ Торр, где отличия Q^*/Q_p и Q_c^*/Q_{pc} хорошо заметны

$$\langle m_{N_2^*}\rangle \approx 285(\pm 10) \text{ ударов/квант} \qquad (3.6)$$

$$\langle m_{CO_2}\rangle \approx 350(\pm 20) \text{ ударов/квант}$$

Эти значения получены при температуре среды $T_\Gamma = (400 \div 900)\,^0K$ для кварцевой поверхности.

Для смесей характерна передача энергии возбуждения между CO_2 и N_2:

$$Q_{CO_2}^* = \frac{\gamma_{CO_2}}{\langle m_{CO_2}\rangle}\cdot Q_{T_{CO_2}}^* + \frac{\partial\gamma_{CO_2}}{\partial z}\cdot Q_{V_{CO_2}} + \gamma_{CO_2}\cdot Q_{CO_2}^P - \gamma_{N_2}\cdot Q_{N_2}^P$$

$$Q_{N_2}^* = \frac{\gamma_{N_2}}{\langle m_{N_2}\rangle}\cdot Q_{T_{N_2}}^* + \frac{\partial\gamma_{N_2}}{\partial z}\cdot Q_{V_{N_2}} + \gamma_{N_2}\cdot Q_{N_2}^P - \gamma_{CO_2}\cdot Q_{CO_2}^P \qquad (3.7)$$

где члены $\gamma_i \cdot Q_i^P$ появляются в связи с перекрестной перекачкой энергии от N_2^* к CO_2 и от CO_2^* к N_2 и имеют вид:

$$Q_i^P = 2\pi\varepsilon^* \int_0^R \sigma_{ik}(r)\cdot N_i\cdot N_k\cdot \frac{v_{T_i}}{\lambda_{ik}}\cdot r\cdot dr$$

Предполагая, что $Q_i^P > Q_{V_i}, Q_{T_i}^*$, получим:

$\gamma_i \approx \gamma_k Q_k^P/Q_i^P$, причем $Q_{N_2}^P/Q_{CO_2}^P = \alpha \cong \dfrac{\lambda_{CO_2-N_2}\cdot v_{TN_2}}{\lambda_{N_2-CO_2}\cdot v_{TCO_2}}$

$$\cong \frac{4{,}27}{4{,}25}\cdot\sqrt{\frac{11}{7}}$$

Введем обозначения:

$$Q_{V_{CO_2}} = \frac{p_{CO_2}}{p_{N_2}}\cdot Q_{V_{N_2}} = \beta\cdot Q_{V_{N_2}}$$

$$Q_{T_{CO_2}} = Q_{T_{N_2}}\cdot\frac{p_{CO_2}}{p_{N_2}}\cdot\frac{v_{TCO_2}}{v_{T_{N_2}}} = Q_{T_{N_2}}\cdot\beta\cdot\sqrt{\frac{7}{11}} = Q_{T_{N_2}}\cdot\delta$$

Суммируя уравнения 3.7, получим:

$$Q^* = Q_{CO_2}^* + Q_{N_2}^* = \frac{\gamma_{CO_2}}{\langle m_{CO_2}\rangle}\cdot Q_{TCO_2}^* + \frac{\gamma_{N_2}}{\langle m_{N_2}\rangle}\cdot Q_{T_{N_2}}^* + \frac{\partial\gamma_{CO_2}}{\partial z}\cdot Q_{V_{CO_2}} + \frac{\partial\gamma_{N_2}}{\partial z} Q_{V_{N_2}} \qquad (3.8)$$

При соответствующих предположениях решение уравнения 3.8 имеет вид:

$$\gamma_{N_2} = \frac{Q^*}{Q_{T_{N_2}}\cdot\left(\frac{\alpha\delta}{\langle m_{CO_2}\rangle} + \frac{1}{\langle m_{N_2}\rangle}\right)}\left[1 - \exp\left(-\frac{Q_{T_{N_2}}\cdot\left(\frac{\alpha\delta}{\langle m_{CO_2}\rangle} + \frac{1}{\langle m_{N_2}\rangle}\right)}{(\alpha\beta + 1)\cdot Q_{V_{N_2}}}\, z\right)\right] \qquad (3.9)$$

Полученные уравнения позволяют рассчитать интересующие нас величины. На фиг.I8в,с и фиг.I9 в,г приведены результаты такого расчета.

4. Диссоциация молекул N_2 и CO_2 в разряде

Если на график зависимости относительных вкладов мощности от давления в трубке отложить величины Q_T/Q_p и $1 - Q^*/Q_p$, то для N_2 в случае без прокачки уравнение балланса энергии хорошо выполняется (фиг.I8 д), т.е.

$$Q_p = Q^* + Q_T$$

Здесь $Q_T = 2\pi R\cdot\varkappa(R)\cdot\left(\frac{\partial T_\Gamma}{\partial r}\right)_{r=R}$ – погонная мощность, выносимая из разряда на стенки трубки за счет теплопроводности газа, $\varkappa$ – определяется из экспериментального значения T_Γ.

Однако в экспериментах с прокачкой газа как для чистого азота, так и для смесей его с CO_2 и He $Q_p > Q^* + Q_т$ во всем диапазоне измерений (фиг.I8 б и фиг.I9 б соответственно).

Невольно напрашивается вывод, что существует такой долгоживущий агент, который даже при незначительной прокачке уносит с собой неконтролируемую часть энергии разряда.

Таким агентом могут быть диссоциированные молекулы N_2 ($N_2 + e \to 2N + e - W_д$). При этом энергия диссоциации электронным ударом $W_д$ может значительно превышать энергию связи атомов азота в молекуле W_c. В связи с чем после процесса диссоциации отдельные атомы уносят с собой возникающую разницу $\Delta W = W_д - W_c$ и далее бинарными соударениями передают ее на нагрев газа.

Поскольку, согласно оценкам, энерговклад процессов ионизации и излучения в тлеющем разряде достаточно мал (это подтверждается также в эксперименте без прокачки для N_2, см.фиг.I8д), то следует считать, что $Q_т$ складывается из ΔW, рассеиваемой бинарными соударениями в газе и энергии, выделяемой в результате реакции $N + N + N_2 \to 2N_2 + W_c$. Тогда мощность, затрачиваемая на диссоциацию: $Q_p - Q^* = 2\pi W_д \cdot \langle \nu_{N_2\to 2N}/N_г \rangle \cdot \int_0^R N_г \cdot n \cdot r \cdot dr$, а мощность, переданная газу атомарным азотом после акта диссоциации: $Q_т - Q_т^a = 2\pi (W_д - W_c) \cdot \langle \nu_{N_2\to 2N}/N_г \rangle \cdot \int_0^R N_г \cdot n \cdot r \cdot dr$, где $Q_т^a$ – мощность, выделяющаяся за счет реакции $N + N + N_2 \to 2N + W_c$.
Т.к. энергия связи и энергия диссоциации для N_2 хорошо известны: $W_д = 156{,}4\cdot10^{-20}$ дж/молек., $W_c = 118{,}4\cdot10^{-20}$ дж/молек, то из приведенных уравнений и экспериментальных данных представляется возможность вычислить значения $\nu_{N_2+e\to 2N+e}/N_{N_2} = \int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_д(v)\cdot v\cdot dv$, как функцию E/N и величины $Q_т^a(N_{N_2}, \beta)$, где β – относительная концентрация диссоциированных молекул. Полученные результаты изображены на фиг.20, а зависимость скорости диссоциации азота от E/N может быть аппроксимирована формулой:

$$10^9\cdot\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_{N_2\to 2N}(v)\cdot v\cdot dv \approx 1{,}86\cdot10^{-2}\cdot\exp(0{,}376\cdot10^{16} E/N) \quad (4.1)$$

где $[E/N] = в\cdot см^2$.

Можно показать, что в первом приближении задачи частота тройных соударений, $N + N + N_2$, приводящих к образованию молекул N_2 пропорциональна $\sim \beta^2$. Таким образом можно написать: $Q_т^a \approx \beta^2\cdot Q_c$.

Напишем уравнение энергетического балланса с учетом этого обстоятельства. Введем обозначение: $Q_s = Q_p - Q^* - (Q_т - Q_т^a)$, тогда

$$Q_s \approx \frac{\partial\beta}{\partial z}\cdot Q_v + \beta^2\cdot Q_c$$

где $Q_v = 2\pi\cdot W_c \int_0^R N_г(r)\cdot v_п(r)\cdot r\cdot dr$

Интегрируя это уравнение в предположении независимости соответствующих энерговкладов от z, получим:

$$\beta \approx \sqrt{Q_s/Q_c}\cdot\frac{\exp(2z\cdot\sqrt{Q_s/Q_v}) - 1}{\exp(2z\cdot\sqrt{Q_s/Q_v}) + 1} \quad (4.2)$$

Определяя отсюда $\frac{\partial\beta}{\partial z}$ и соотнося эту величину с исходным уравнением, получим:

$$Q_c = 16\cdot Q_v\;;\quad \beta = \sqrt{Q_т^a/Q_c} \quad (4.3)$$

Подставляя соответствующие экспериментальные значения в формулы 4.3, получим полуэмпирическую формулу для частоты тройных соударений приводящих к образованию молекул N_2

$$\nu_{2N+N_2\to 2N_2} \approx (23{,}1\pm2{,}5)\cdot10^{-10}\,(N_г/10^{16})^2\beta^2/(1 + 5{,}6\beta)^4 \quad (4.4)$$

Значения β, вычисленные по приведенным формулам, приведены на фиг.2I. Для диссоциации CO_2 мы имеем следующие уравнения:

а) Мощность, затрачиваемая на диссоциацию молекул CO_2:

$$Q_p - Q^* = 2\pi\cdot W_{д\,CO_2}\int_0^R N_г\cdot n\cdot\left(\int_0^\infty f(v)\cdot\sigma_{CO_2\to CO+O}\cdot v\cdot dv\right)\cdot r\cdot dr \quad (4.5)$$

б) Мощность, уносимая потоком газа:

$$Q_п = 2\pi \cdot W_{C_{CO_2}} \cdot \int_0^R N_г \cdot n \cdot \left(\int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv\right) \cdot r \cdot dr \qquad (4.6)$$

в) Мощность, оседающая в виде тепла за счет разницы между энергией диссоциации и энергией связи и за счет тройных соударений, приводящих к образованию O_2 и CO_2:

$$Q_т = 2\pi(W_Д - W_C) \cdot \int_0^R N_г \cdot n \cdot \left(\int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv\right) \cdot r \cdot dr + \beta^2 Q_C \qquad (4.7)$$

где $Q_C \approx W_{C_{O_2}} \cdot \alpha \cdot \langle N_г/10^{16} \rangle^2$, а $W_{C_{O_2}} \approx W_{C_{CO_2}}$

г) Мощность, оседающая в виде тепла и уносимая потоком за счет производства атомарного O:

$$\frac{1}{2} W_{C_{O_2}} \cdot 2\pi \int_0^R N_г \cdot n \cdot \left(\int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv\right) \cdot r \cdot dr = \frac{\partial \beta}{\partial z} Q_{v_{O_2}} + \beta^2 \cdot Q_C \qquad (4.8)$$

Вычитая из (4.5) – (4.7), получим:

$$Q_п - Q_р + Q^* + Q_т = \frac{\partial \beta}{\partial z} \cdot Q_{v_{O_2}} + \beta^2 \cdot Q_C \qquad (4.9)$$

Из 4.5

$$2\pi \int_0^R N_г \cdot n \cdot \left(\int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv\right) \cdot r \cdot dr = \frac{Q_р - Q^*}{W_{Д_{CO_2}}}$$

и подставим в 4.8:

$$\frac{1}{2} W_{C_{O_2}} \cdot \frac{Q_р - Q^*}{W_{Д_{CO_2}}} = \frac{\partial \beta}{\partial z} \cdot Q_{v_{O_2}} + \beta^2 \cdot Q_C \qquad (4.10)$$

В результате, после соответствующих несложных расчетов, имеем:

$$Q_C = 16 \cdot Q_v \;; \quad \beta = \sqrt{\frac{Q_т - (Q_р - Q^*) \cdot (1 - W_C/W_Д)}{16 \cdot Q_v}} \qquad (4.11)$$

Энергии соответствующих процессов:

$$W_{Д_{CO_2 \to CO+O}} \approx 126 \cdot 10^{-20} \text{ дж/молек.}$$

$$W_{C_{CO+O \to CO_2}} \approx 87{,}94 \cdot 10^{-20} \text{ дж/молек.}$$

$$W_{C_{O+O \to O_2}} \approx 82 \cdot 10^{-20} \text{ дж/молек.}$$

Полуэмпирические формулы для частоты тройных соударений в 1 см^3 газа, приводящих к образованию CO_2 и O_2, полученные из данных эксперимента с помощью приведенных формул могут быть записаны в виде:

$$\nu_{O+O+CO_2 \to O_2+CO_2} \cong (0{,}246 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-10} \cdot (N_{CO_2}/10^{16})^2 \cdot \beta^2/(1+5\beta)^4 \qquad (4.12)$$

$$\nu_{O+CO+CO_2 \to 2CO_2} \cong (1{,}1 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-10} \cdot (N_{CO_2}/10^{16})^2 \cdot \beta^2/(1+5\beta)^4 \qquad (4.13)$$

Несмотря на недостаток экспериментальных данных для чистого CO_2, теория позволяет для расчета зависимости $\nu_{CO_2+e \to CO+O+e} = \phi(E/N)$ использовать данные для смесей $CO_2 + N_2 + He$. Действительно:

$$Q_р - Q^* = 2\pi\left[W_{Д_{N_2}} \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{N_2 \to 2N} \cdot v \cdot dv + \frac{p_{CO_2}}{p_{N_2}} W_{Д_{CO_2}} \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv\right] \cdot \int_0^R N_{N_2} \cdot n \cdot r \cdot dr$$

откуда:

$$\int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv = \frac{p_{N_2}}{p_{CO_2}}\left[Q_р - Q^* - W_{Д_{N_2}} \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{N_2 \to 2N} \cdot v \cdot dv \cdot 2\pi \int_0^R N_{N_2} \cdot n \cdot r \cdot dr\right] \cdot \left[W_{Д_{CO_2}} \cdot 2\pi \int_0^R N_{N_2} \cdot n \cdot r \cdot dr\right]^{-1} \qquad (4.14)$$

Особый случай составляет смесь $CO_2 + N_2$ без добавки He, где из-за большой скорости дрейфа происходит "сдвиг" $f(\varepsilon)$ электронов на величину $\sim 0{,}1$ эв.

Поскольку для $f(\varepsilon)$ азота и его смесей существует плато в районе $E/N \approx (5 \div 10) \cdot 10^{-16}$ в см^2, то все процессы (вплоть до ионизации) мы должны рассматривать как бы при E/N, соответствующих $\langle\varepsilon\rangle$ $+0{,}1$ эв, т.е. при значительно больших E/N, чем реально существующие.

Наиболее значительно это сказывается на процессах диссоциации.

Соответствующие вычисления, проведенные для чистого CO_2 и CO_2 в смесях с N_2 и He с учетом приведенных соображений, позволяют построить искомую зависимость (см.фиг.20). Зависимость частоты диссоциации CO_2 от E/N, представленная на фиг.20, может быть аппроксимирована формулой :

$$10^9 \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{CO_2 \to CO+O} \cdot v \cdot dv \cong 3{,}7 \cdot 10^{-2} \cdot \exp(0{,}441 \cdot 10^{16} \cdot E/N) \qquad (4.15)$$

5. Скорость дрейфа электронов в разряде

Эксперименты в коаксиальной геометрии с магнитным полем, а также эксперименты в цилиндрической геометрии позволили построить зависимость величины скорости дрейфа электронов от параметра E/N для смесей $CO_2 + N_2 + He$ и добавить несколько точек к имеющейся зависимости $v_д(E/N)$ для CO_2.

При этом учитывалось, что в магнитном поле скорость дрейфа электронов обратно пропорциональна величине $1/(1+\omega_L^2\tau^2)$, где $\omega_L = \frac{eH}{mc}$ – ларморовская частота, а $\frac{1}{\tau} = \sum_i \nu_i$ и $\nu_i = N_i \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_i(v) \cdot v \cdot dv$.

Для трубки величина $\langle v_д \rangle$ определялась из выражения:

$$\langle v_д \rangle = I_p \cdot [2\pi e \int_0^R n \cdot r \cdot dr]^{-1} \qquad (5.1)$$

Полученные таким образом величины сведены на фиг.22.

6. Заключение

Для решения общей задачи о тлеющем разряде необходимо составить следующие уравнения:

а) Уравнение, связывающее вкладываемую в разряд мощность и распределение этой мощности по различным каналам:

$$E \cdot j_p = n \cdot \sum_k \varepsilon_k \cdot N_k \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_k(v) \cdot v \cdot dv \ ,$$

где $\int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_k(v) \cdot v \cdot dv = \phi(E/N)$,

$$а \quad j_p = e \cdot n \cdot v_д(E/N) \qquad (6.1)$$

б) Уравнение, учитывающее реакции с выделением тепла:

$$q_T = \sum_k (W_{д_k} - W_{c_k}) \cdot N_{r_k} \cdot n \cdot \int_0^\infty f(v) \cdot \sigma_{д_k}(v) \cdot v \cdot dv \ + \\ + \alpha_k \cdot W_{c_k} \cdot \beta_k^2 \cdot (N_{r_k}/10^{16})^2 \cdot (1 + \beta_k \cdot A)^4 \qquad (6.2)$$

в) Уравнения, описывающие вынос энергии и плазмы из объема, зависящие от геометрии и специфики разряда. Так для стационарного цилиндрического случая без прокачки это будут:

1) уравнение теплопроводности

$$q_T' = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[r \cdot \varkappa(r) \cdot \frac{\partial T_r}{\partial r}] \qquad (6.3)$$

2) уравнение диффузии плазмы:

$$\eta(r) \cdot T_r(r) \cdot \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[r \cdot \sqrt{\langle \varepsilon(r) \rangle} \cdot T_r(r)\frac{\partial n}{\partial r}] = -n(r) \qquad (6.4)$$

где $\eta(r) \cong 15.58 \cdot 10^{-20} \cdot 1 \cdot [p_0^2 \cdot \sqrt{M} \cdot \int_0^\infty f(v,r) \cdot \sigma_i(v) \cdot v \cdot dv]^{-1}$

1 – длина пробега системы электрон-ион при давлении 1 Торр и $T = 0^0C$ в газе, умноженная на 10^3, $[p]$ = Торр; $[\varepsilon]$ = эв; M – молекулярный вес.

Для случая с прокачкой газа необходимо учитывать вынос тепловой энергии потоком:

$$q''_{т} = (W_{д} - W_{c}) \cdot N_{г} \cdot n \cdot \int_0^{\infty} f(v) \cdot \sigma_{д}(v) \cdot v \cdot dv \; -$$

$$- \; W_{c} \cdot \alpha \cdot \beta^2 (N_{г}/10^{16})^2 \cdot (1 + A \cdot \beta) + q^*_{п} \; =$$

$$= \left[\frac{\partial\beta}{\partial z} \cdot W_{c} + \frac{\partial\gamma}{\partial z} \cdot \varepsilon^*\right] \cdot N_{г} \cdot v_{п} \qquad (6.5)$$

$\gamma = \langle m \rangle \cdot \dfrac{Q^*}{Q^*_{т}} \cdot \left[1 - \exp\left(- \dfrac{Q^*_{т}}{\langle m \rangle \cdot Q_{V}} \cdot z\right)\right]$, (выражение для β см. в тексте)

где $\quad Q_{V} = \int_S N_{г} \cdot \varepsilon^* \cdot v_{п} \cdot ds \;, \quad Q^*_{т} = \dfrac{\gamma}{\langle m \rangle} \cdot \varepsilon^* \cdot N(R) \cdot v_{т_{г}}(R) \cdot 2\pi R/4$

$$\beta = 4\sqrt{q_{s}/q_{V}}\left[\exp(2z\sqrt{q_{s}/q_{V}}) - 1\right] \cdot \left[\exp(2z\sqrt{q_{s}/q_{V}}) + 1\right]^{-1} ,$$

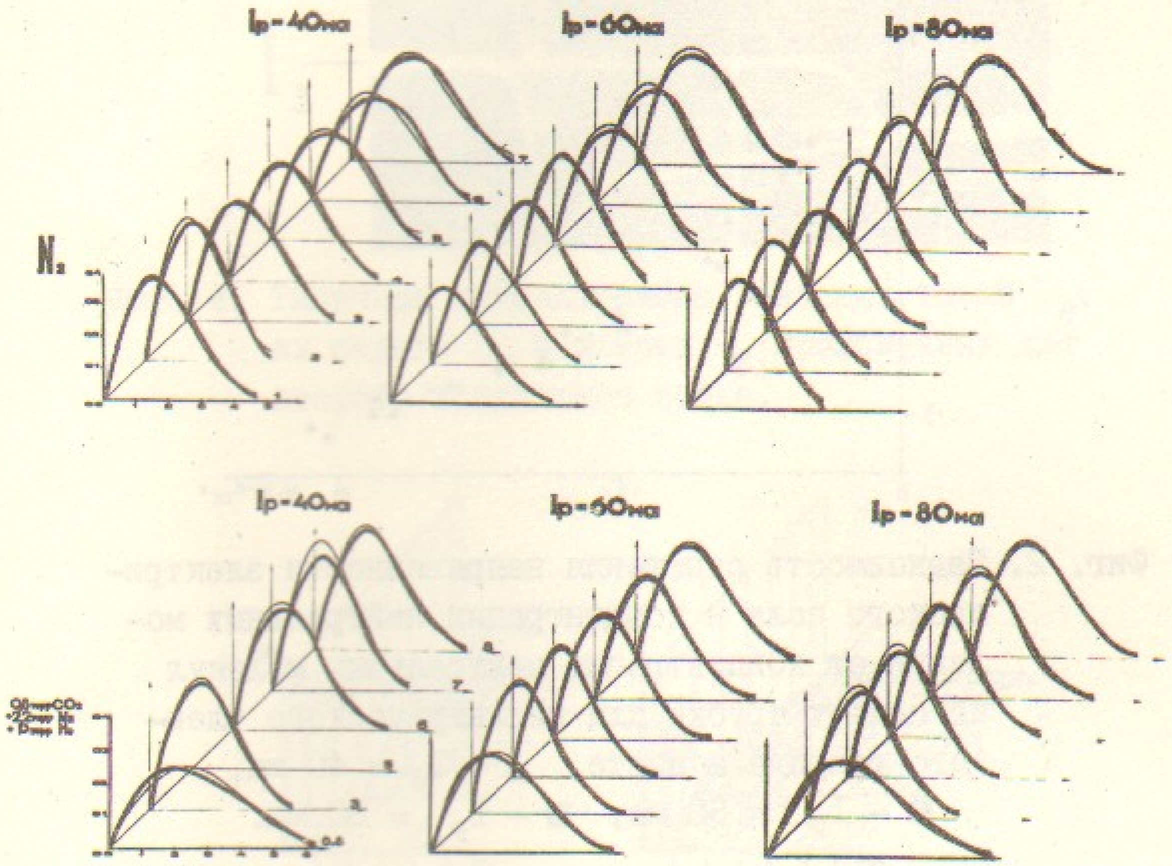
$$q_{s} = W_{c} \cdot n \cdot N_{г} \cdot \int_0^{\infty} f(v) \cdot \sigma_{д}(v) \cdot v \cdot dv \;, \quad q_{V} = N_{г} \cdot W_{c} \cdot v_{п} ;$$

$$Q^* = 2\pi\varepsilon^* \cdot \int_0^R N_{г}(r) \cdot n(r) \cdot \left(\int_0^{\infty} f(v,r) \cdot \sigma^*(v) \cdot v \cdot dv\right) \cdot r \cdot dr$$

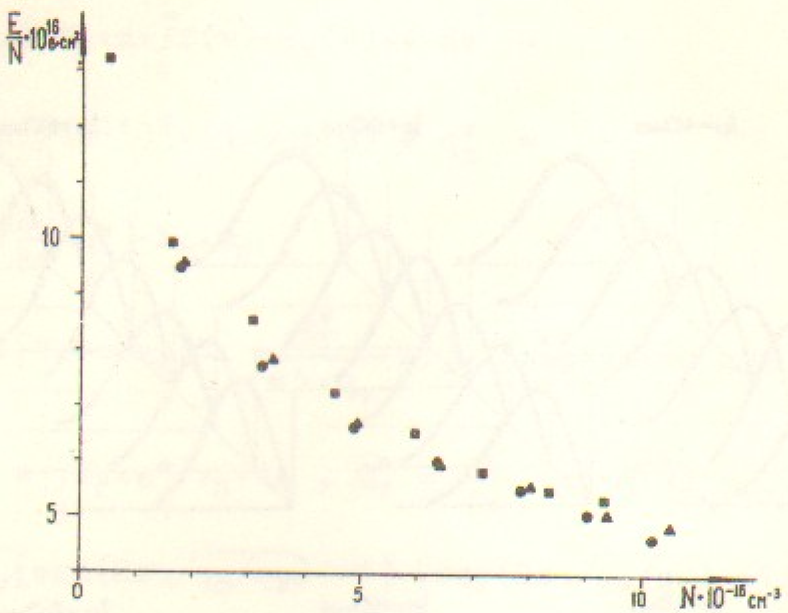
В случае импульсного разряда, когда скорости процессов диффузии оказываются малы, задача упрощается.

Из сказанного видно, что результаты экспериментов совместно с приведенными формулами позволяют построить замкнутый алгоритм для расчета тлеющего разряда.

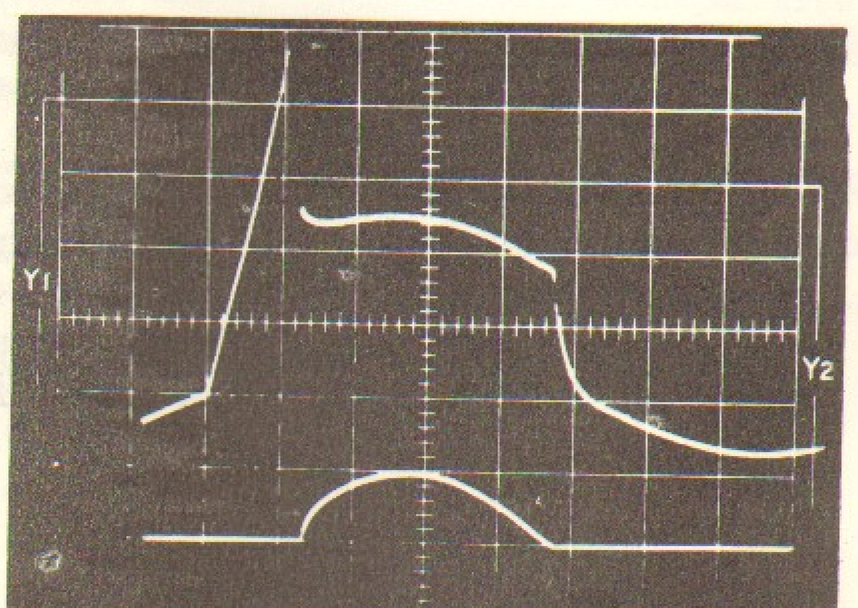
В заключение считаю своим долгом принести благодарность Данилову В.В. за непосредственное участие в постановке эксперимента, а также Лукьянову В.Н. и Шульженко Г.И. за постановку эксперимента по калибровке термопар.



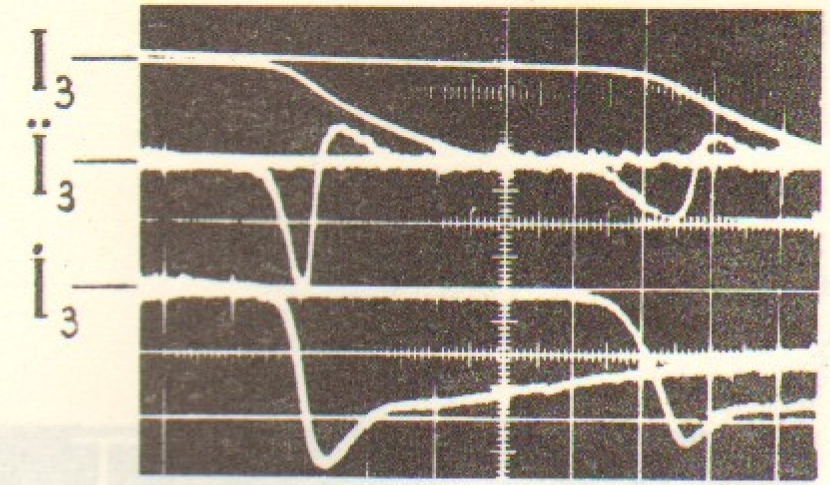
Фиг. I. Экспериментальные значения функций распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ для цилиндрического тлеющего разряда а) – случай чистого азота, б) CO_2 и его смеси с N_2 и He, приготовленные по процедуре, изложенной на стр. 3. Всюду $\int_0^{\infty} f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon = 1$.



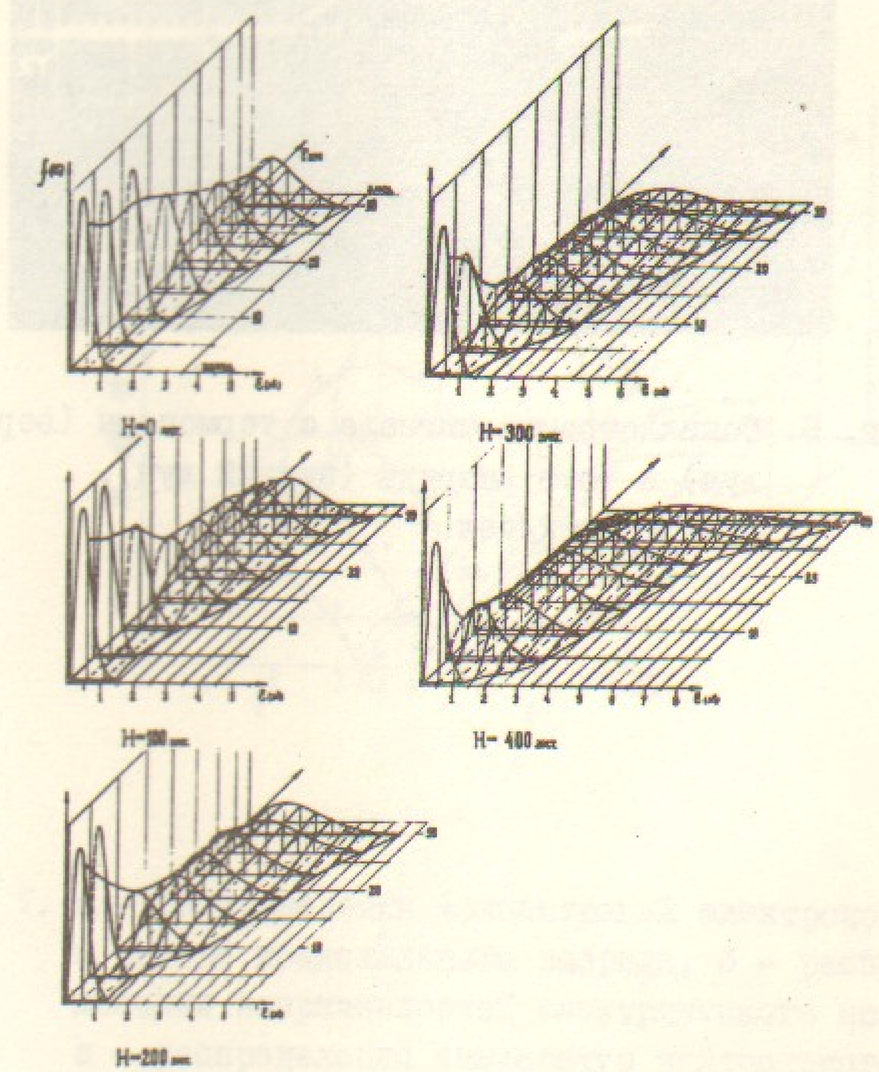
Фиг. 2. Зависимость отношения напряженности электрического поля к концентрации нейтральных молекул от концентрации нейтральных молекул по центру трубки для цилиндрического тлеющего разряда в азоте. ▲ – I_p = 40 ма, ● – I_p = 60 ма, ■ – I_p = 80 ма.



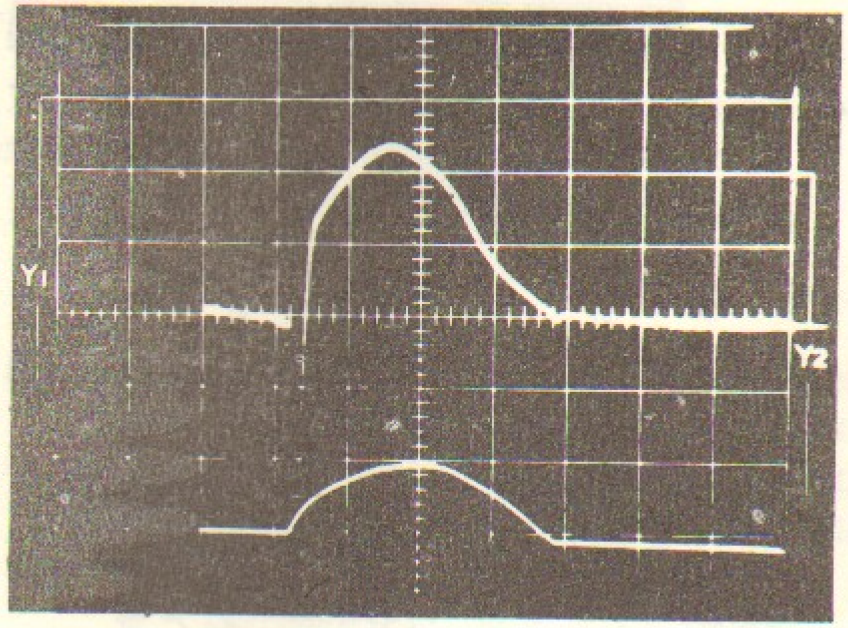
Фиг. 3. Осциллограмма напряжения (верхний луч) и тока (нижний луч) для разряда в коаксиальной геометрии. Чувствительности: S_1 = 200 в/дел., S_2 = 8 а/дел., τ = 2 мсек/дел.



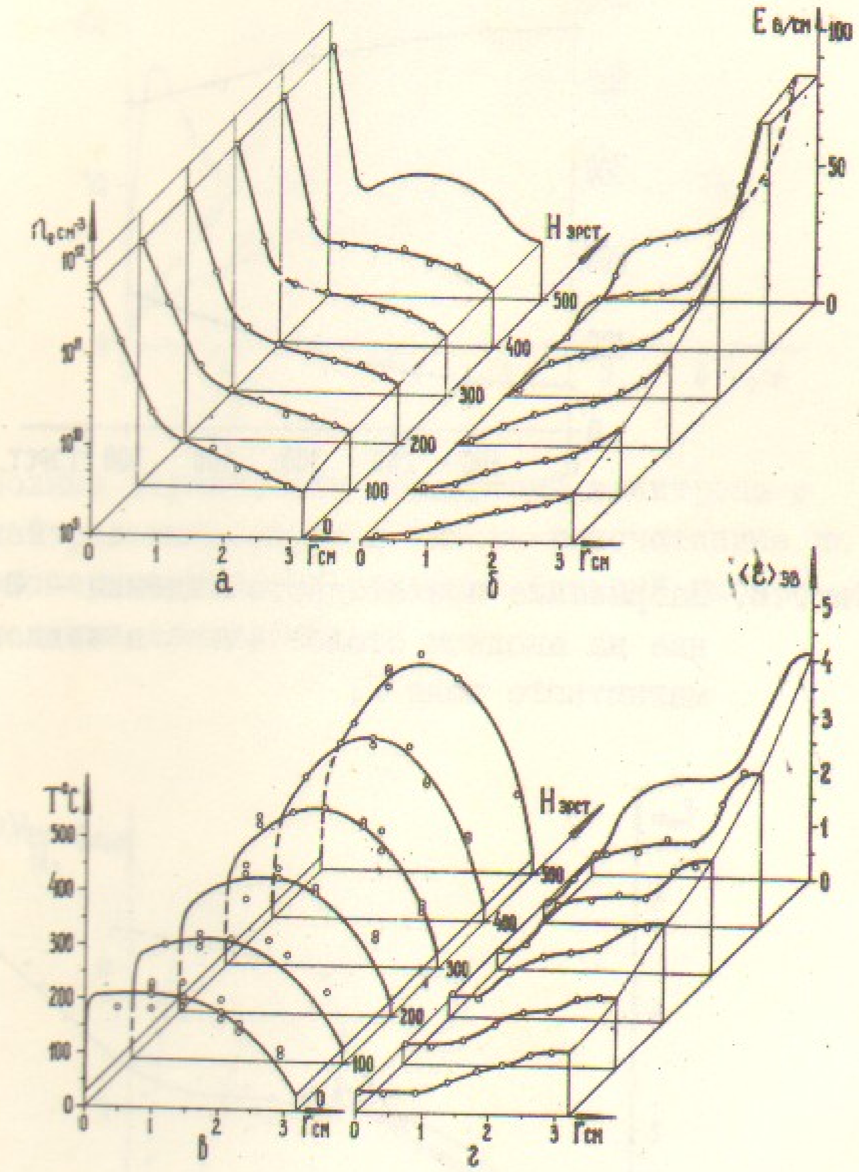
Фиг. 4. Типичная осциллограмма зондовых токов $I_з$, их первых $\dot{I}_з$ и вторых $\ddot{I}_з$ производных для второго и третьего зонда.



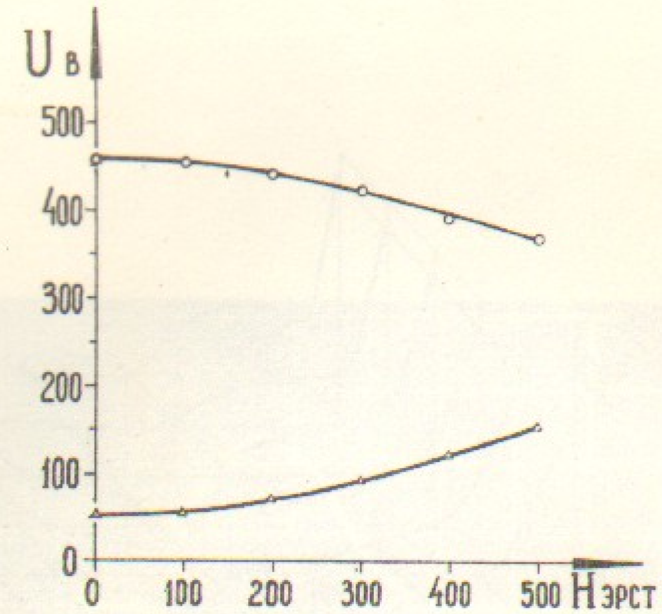
Фиг. 5. Эволюция функции распределения электронов по энергиям в коаксиальном разряде.



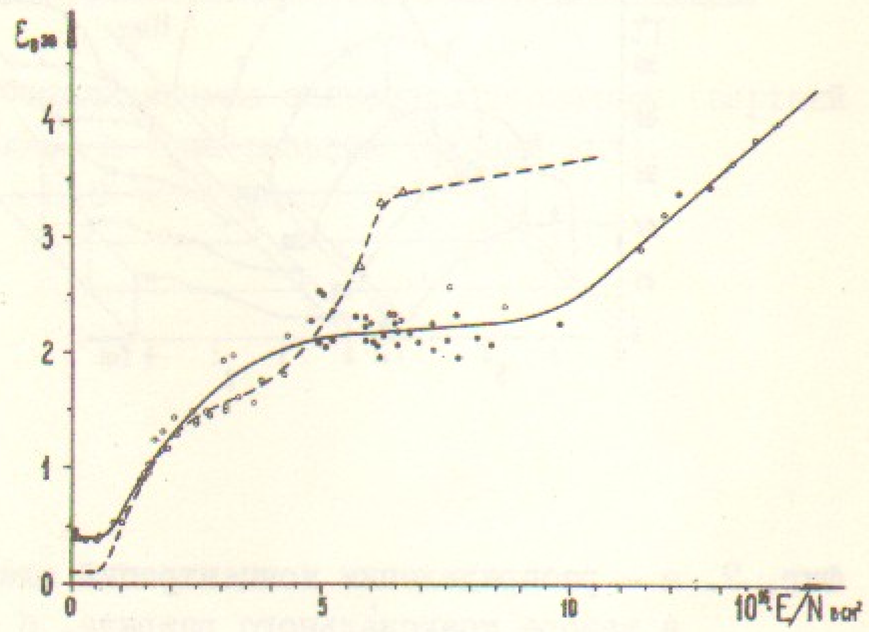
Фиг. 6. Осциллограмма сигнала с термопары (верхний луч) и тока разряда (нижний луч). τ = 2 мсек/дел.



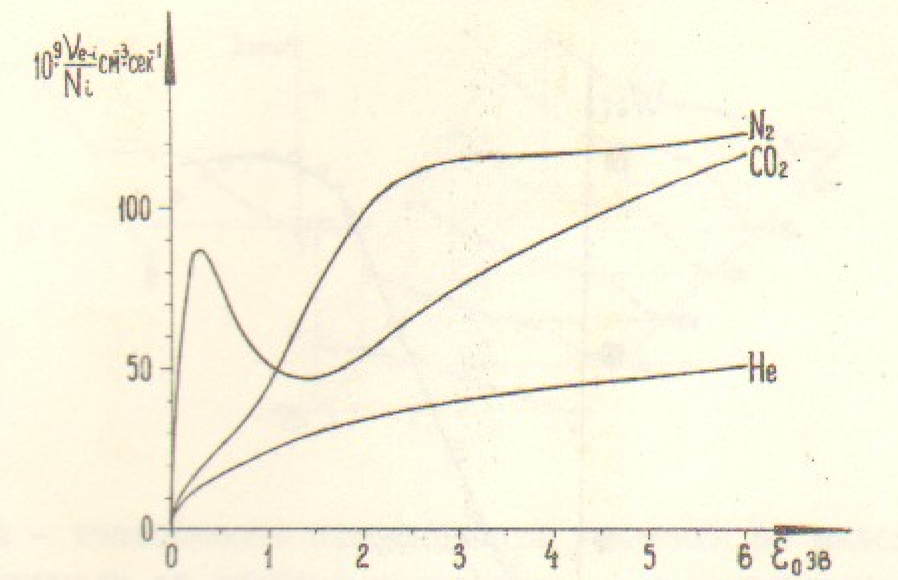
Фиг. 7. а – распределения концентраций электронов в зазоре коаксиального разряда, б – распределения напряженностей электрического поля, в – распределения температур нейтрального газа и г – распределения средних энергий электронов ($\langle\varepsilon\rangle = \int_0^\infty f(\varepsilon)\cdot\varepsilon\cdot d\varepsilon$) в зависимости от магнитного поля H.



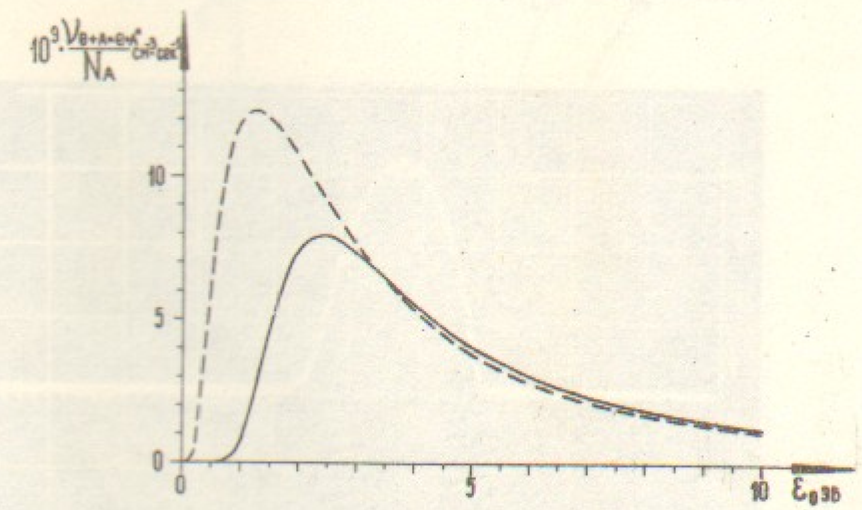
Фиг. 8. Напряжение прикатодного падения - O и напряжение на анодном столбе - Δ в зависимости от магнитного поля H.



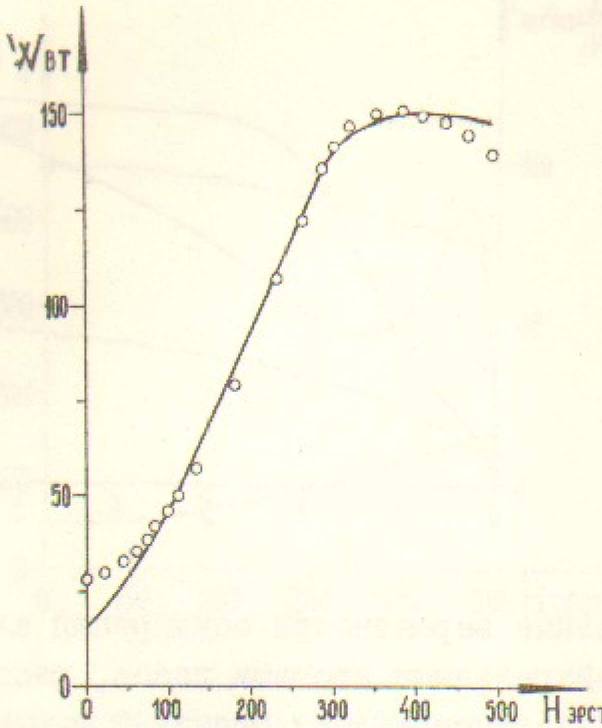
Фиг. 9. Параметр ε_0 для чистого N_2 и его смесей с CO_2 и He (сплошная кривая) в зависимости от E/N . Штриховая линия - результат теоретического расчета для чистого CO_2, здесь же символом - Δ отмечены три экспериментальные точки. Символы: O - коаксиал, смесь $0,8CO_2+2,2N_2+5He$; ◑ - цилиндрический разряд, смеси; ● - цилиндр. разряд, N_2.



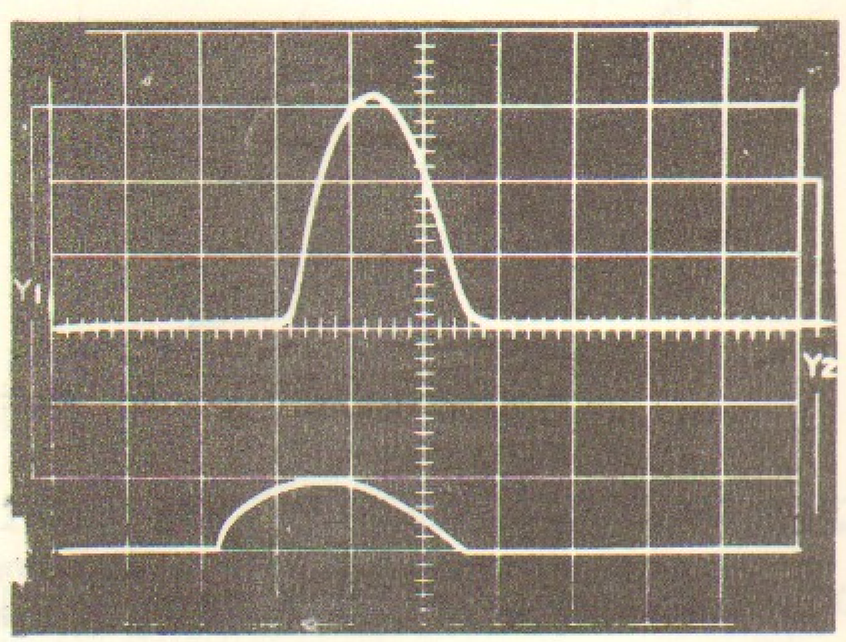
Фиг. IO. Полные вероятности соударений электрона с нейтральными атомами газов, рассчитанные из экспериментальных значений функций распределения электронов.



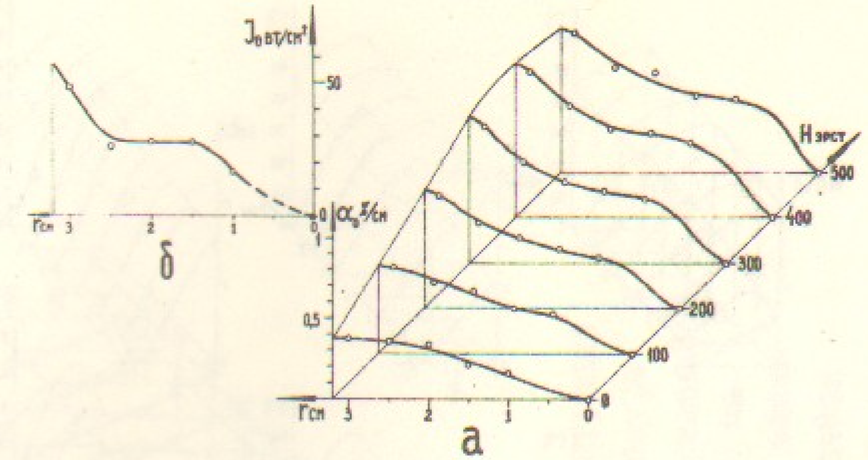
Фиг. II. Вероятности возбуждения азота (ν = I ÷ 8) - (сплошная линия) и CO_2 (штриховая линия), рассчитанные из экспериментальных значений функций распределения электронов.



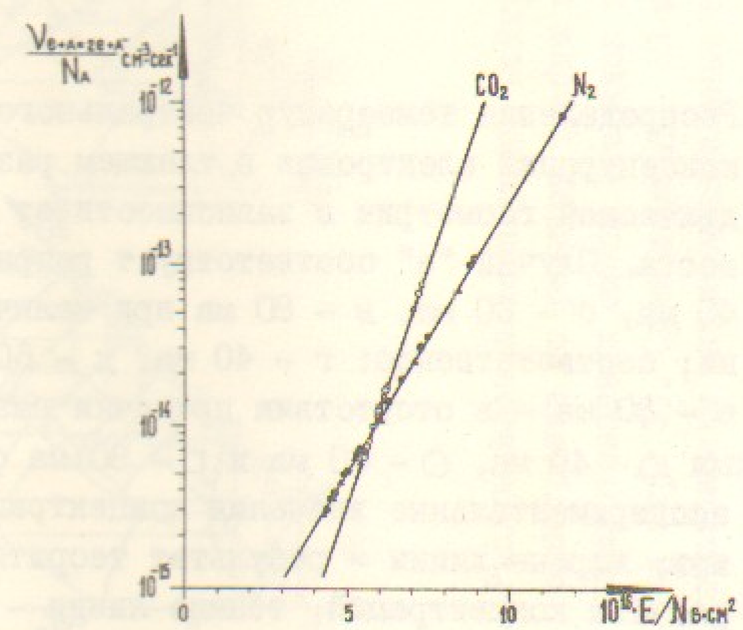
Фиг. I2. Зависимость выхода мощности из коаксиальной модели от величины магнитного поля. Точки – эксперимент, сплошная линия – расчет.



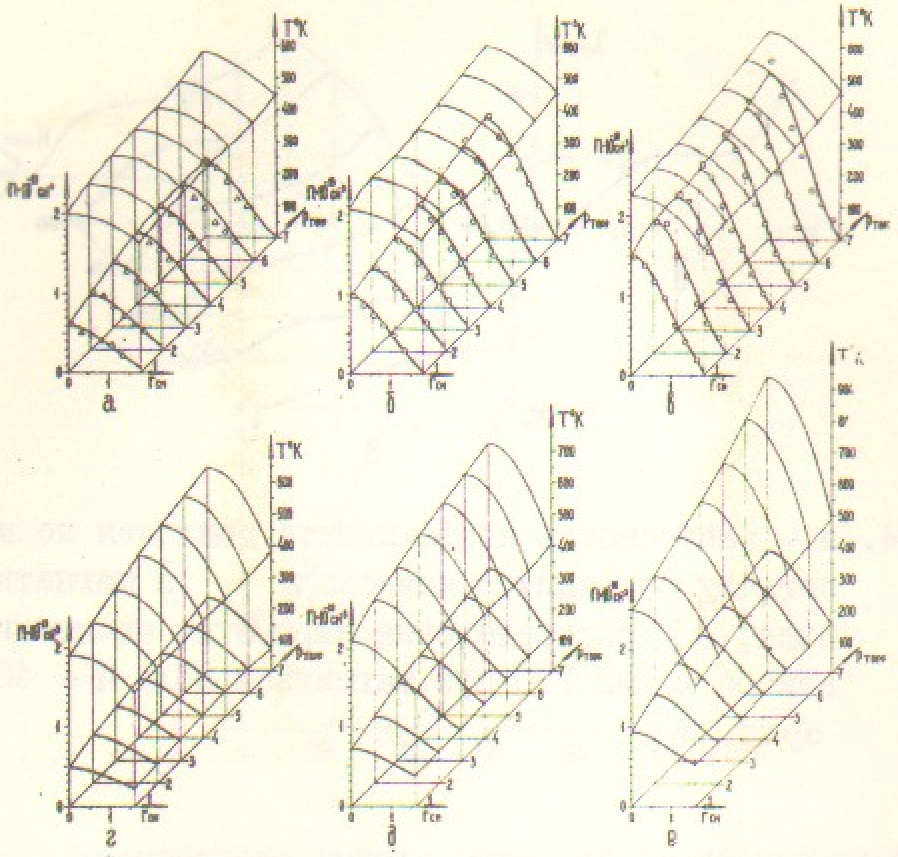
Фиг. I3. Осциллограмма выхода мощности (верхний луч) и разрядного тока (нижний луч). τ = 2 мсек/дел.



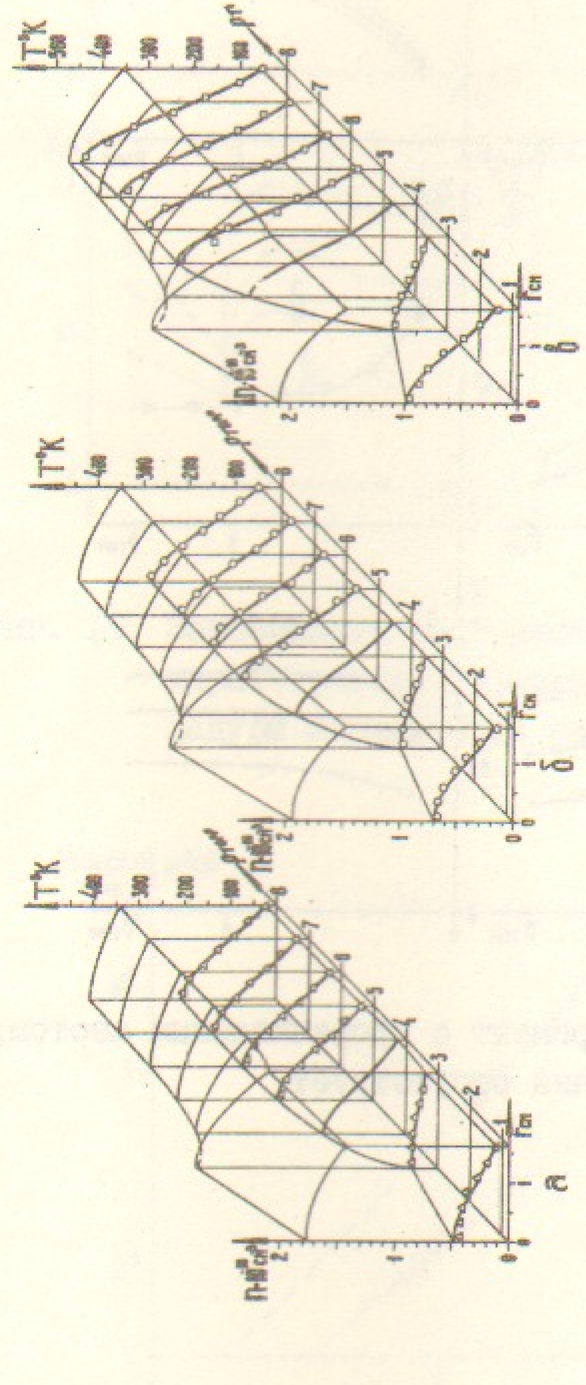
Фиг. I4. а – зависимость коэффициента усиления по малому сигналу от радиуса коаксиала и магнитного поля, б – распределение параметра насыщения в центре линии P20 при магнитном поле H = 400 эрст.



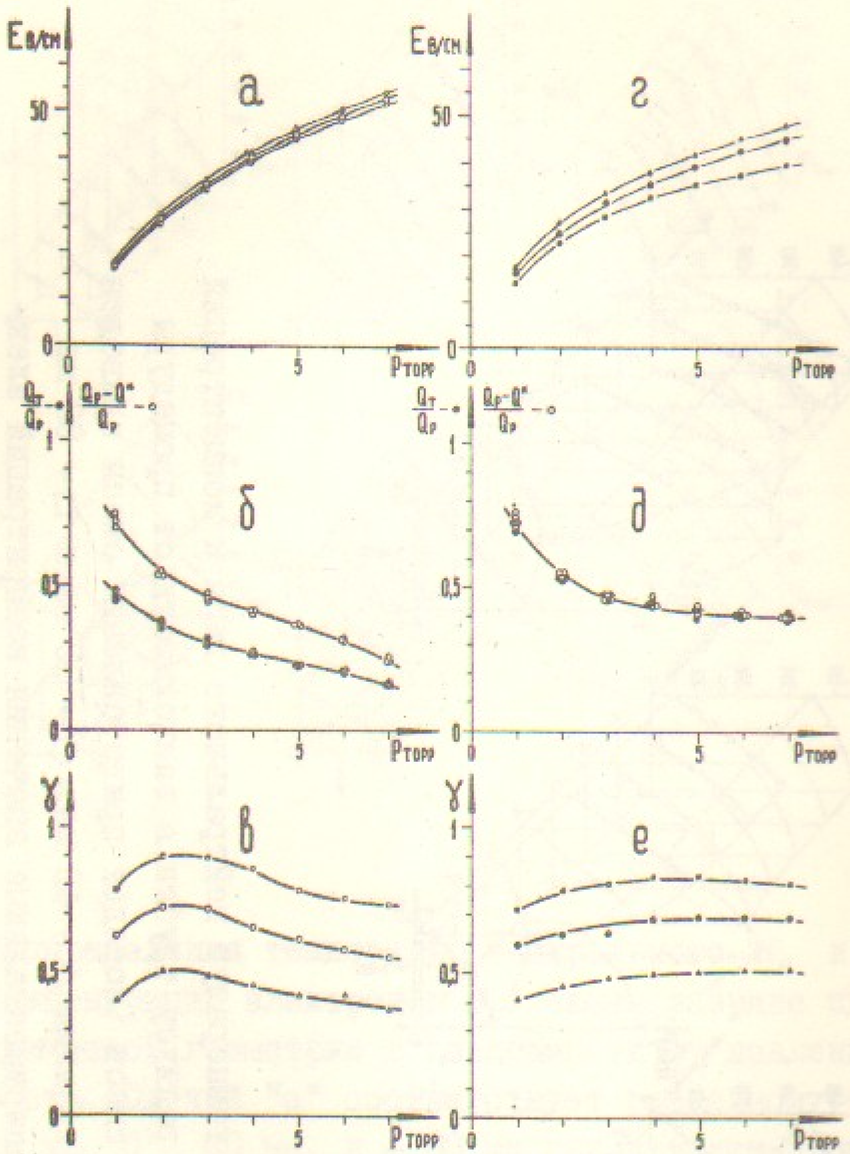
Фиг. I5. Вероятность процессов ионизации азота и CO_2, рассчитанная из экспериментальных данных для цилиндрического разряда.



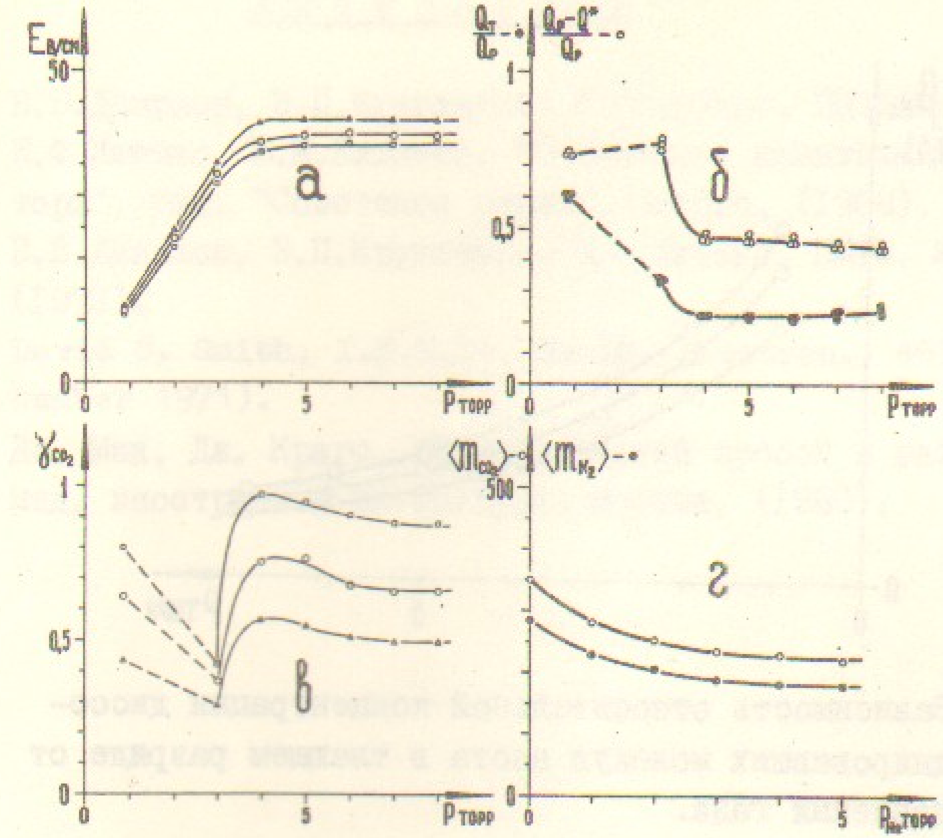
Фиг. I6. Распределения температур нейтрального N_2 и концентраций электронов в тлеющем разряде цилиндрической геометрии в зависимости от давления азота. Случай "а" соответствует разрядному току 40 ма, б - 60 ма, в - 80 ма при наличии прокачки; соответственно: г - 40 ма, д - 60 ма, е - 80 ма - в отсутствии прокачки газа. Символами △- 40 ма, ○ - 60 ма и □ - 80 ма обозначены экспериментальные значения концентраций электронов, жирные линии - результат теоритического расчёта концентраций, тонкие линии - экспериментальные распределения температур нейтрального газа.



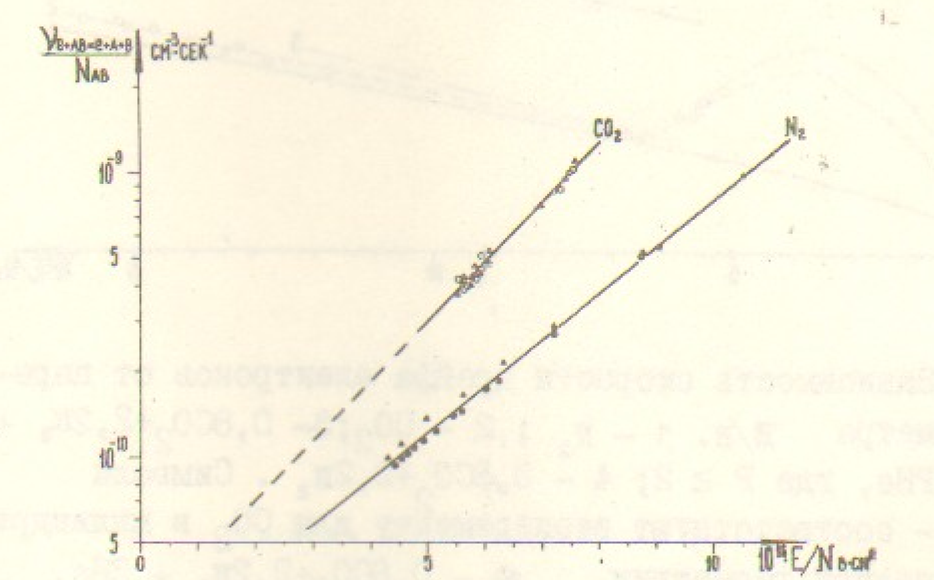
Фиг. I7. Распределения температур нейтрального газа и концентраций электронов по радиусу трубки в зависимости от процедуры приготовления смеси (порядок приготовления смеси приведен на стр. 3). Символами △ - 40 ма, ○ - 60 ма и □ - 80 ма обозначены экспериментальные значения концентраций электронов, жирные линии - результат теоритического расчёта концентраций, тонкие линии - экспериментальные распределения температур нейтрального газа.



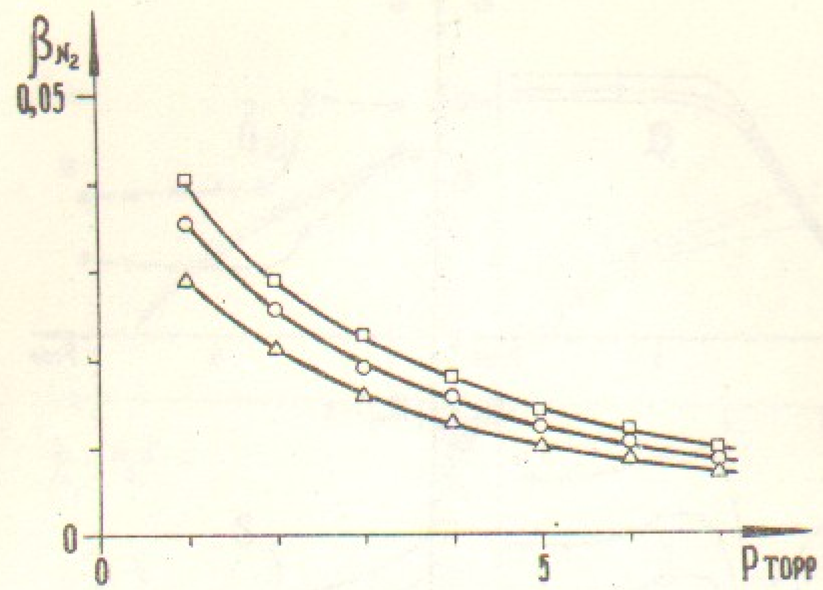
Фиг. I8. а,б,в – эксперимент с прокачиваемым азотом; г,д,е – прокачка отсутствует.



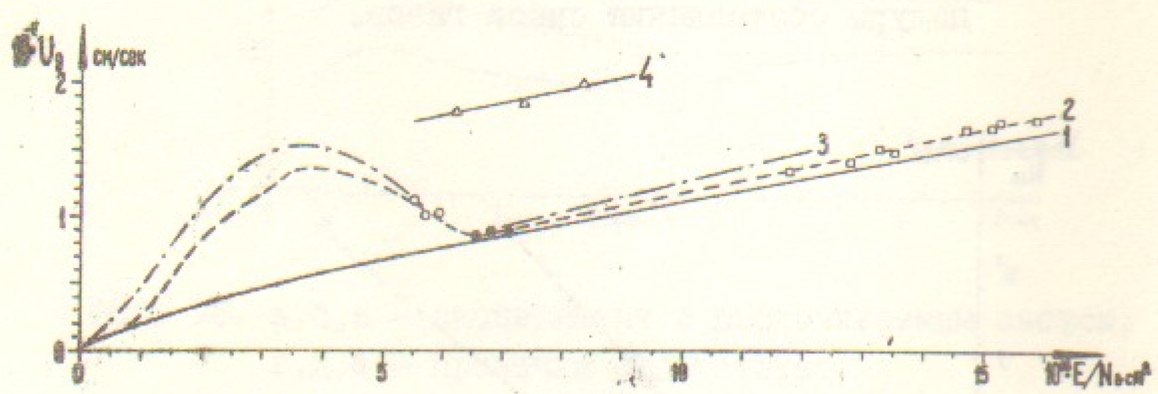
Фиг. I9. Зависимость экспериментальных и расчетных характеристик газоразрядной плазмы от процедуры составления смеси газов.



Фиг. 20. Полная вероятность диссоциации азота ($N_2 + e \rightarrow 2N + e$) и CO_2 ($CO_2 + e \rightarrow CO + O + e$) в зависимости от параметра E/N .



Фиг. 2I. Зависимость относительной концентрации диссоциировавших молекул азота в тлеющем разряде от давления газа.



Фиг. 22. Зависимость скорости дрейфа электронов от параметра E/N. 1 – N_2; 2 – CO_2; 3 – $0,8CO_2+2,2N_2$ + PHe, где $P \geq 2$; 4 – $0,8CO_2+2,2N_2$. Символы ○ – соответотвуют эксперименту для CO_2 в цилиндрической геометрии, ● – $0,8CO_2+2,2N_2 + 3He$, △ – $0,8CO_2+2,2N_2$. Кривая 3 построена по данным, полученным для смеси $0,8CO_2+2,2N_2 +5He$ в коаксиальной геометрии разряда.

Литература

I. В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Е.В.Шунько, ПМТФ,№2,(I973).
2. Е.Ф.Ищенко, Ю.М.Климков, "Оптические квантовые генераторы", изд. "Советское радио", Москва, (I968).
3. В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Е.В.Шунько, ПМТФ, №6,24 (I972).
4. David C. Smith, I.E.E.E., Quant. Electron., 463(September 1971).
5. Дж. Мик, Дж. Крэгс, "Электрический пробой в газах", изд. иностранной литературы, Москва, (I960).

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ
Подписано к печати МН 07433 от I4.8.75г.
Усл. 2,2 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 67

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, мп,вт