

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-927

276-7
P13 - 9131

Л.Буссо, М.М.Кулюкин, Э.Д.Лозанский, В.И.Ляшенко,
Нгуен Минь Као, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекорво,
Т.М.Трошев, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков

4111/2-75

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СЛЕДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В САМОШУНТИРУЮЩЕЙСЯ ГЕЛИЕВОЙ СТРИМЕРНОЙ
КАМЕРЕ

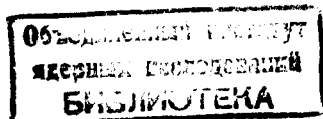
1975

Л.Буссо*, М.М.Кулюкин, Э.Д.Лозанский, В.И.Ляшенко,
Нгуен Минь Као, Г.Пираджино,* Д.Б.Понтекорво,
Т.М.Трошев, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СЛЕДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В САМОШУНТИРУЮЩЕЙСЯ ГЕЛИЕВОЙ СТРИМЕРНОЙ
КАМЕРЕ

*Направлено в ЖЭТФ и в Nuclear Instruments
and Methods*

* Институт физики Туринского университета, Италия



1. Введение

Начиная с 1971 года в Объединенном институте ядерных исследований и в Физическом институте Туринского университета (Италия) для систематического исследования процессов рассеяния пионов на ядрах гелия ^{1,2/} и углерода ^{3/} успешно используются самошунтирующиеся гелиевые стримерные камеры ^{4,6/}.

Такие камеры хорошо работают при повышенном давлении (до 6 атм) наполняющего газа ^{7-9/}, а также при определенных условиях в магнитном поле ^{10/}.

Как подчеркивается в предыдущей работе ^{4/}, основной особенностью режима самошунтирования является то, что локализованные следы получаются не путем ограничения развития разряда в камере, а путем управления распределением интенсивности свечения разрядных каналов, расположенных вдоль траекторий частиц. Это достигается введением в рабочий объем камеры соответствующих примесей. Хорошие результаты были получены с малыми концентрациями примесей тяжелых углеводородов ^{4/}, а также ксенона ^{5/}. Правда, углеводороды могут участвовать в химических реакциях в разряде, и поэтому со временем "локализирующая способность" примеси может измениться. С целью получения локализованных следов нами успешно применены примеси (на уровне 0,1-0,4%) азота и ксенона в гелиевой камере, помещенной в магнитное поле порядка 5 кГс ^{6/}. Неорганические примеси обеспечивают большую стабильность работы гелиевой стримерной камеры, чем примеси углеводородов.

В настоящей работе исследованы некоторые рабочие характеристики гелиевой самошунтирующейся камеры при введении в ее рабочий объем различных примесей

(CH_4 , H_2 , Xe , α -пинена, Ne , H_2O) и дается качественное объяснение механизма локализации следов заряженных частиц.

2. Экспериментальная установка

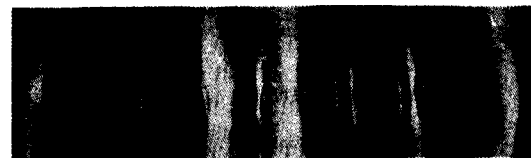
Эксперименты проводились со стримерной камерой диаметром 22 см с разрядным промежутком 7 см. Внутренний объем камеры был отделен от электродов стеклянными пластинками толщиной 1,2 см, которые приклеивались клеем Silicon Rubber. На электроды камеры непосредственно от генератора высоковольтных импульсов 13 (типа генератора Аркадьева-Маркса) подавался экспоненциальный импульс с передним фронтом около 10 нс, временем спада $\sim 1,5$ мкс и амплитудой до 280 кВ. Запуск камеры осуществлялся с помощью одиночного сцинтилляционного счетчика, который регистрировал проходящие через камеру электроны, испускаемые источником ^{90}Sr . Минимальная аппаратная задержка высоковольтного импульса составляла 0,4 мкс.

Для фотографирования следов электронов в камере использовалась пленка чувствительностью $S_{0,85} = 2000$ ед. ГОСТ.

Перед наполнением рабочей смесью камера откачивалась через азотную ловушку до давления 10^{-3} мм рт.ст. Для того, чтобы уменьшить концентрацию неконтролируемых примесей, выделяющихся со стенок камеры, эксперименты проводились сразу же после наполнения камеры заданной смесью газов. Было проведено также определение скорости изменения характеристик камеры, наполненной чистым гелием. Интервал времени, в течение которого проводились эксперименты, соответственно выбирался значительно меньшим, чем время, через которое становилось заметным влияние неконтролируемых примесей на конфигурацию разряда (~ 3 дня).



a



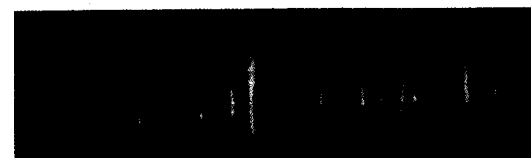
б



в



г



д



е

1
1cm

Рис. 1. Фотографии следов электронов в гелии с различными примесями: а) чистый гелий, $E = 15,7$ кВ/см, $D = 5,6$; б) $\text{He} + 0,4\% \text{CH}_4$, $E = 12,9$ кВ/см, $D = 2,5$; в) $\text{He} + 0,6\% \text{H}_2$, $E = 22,7$ кВ/см, $D = 5,6$; г) $\text{He} + 0,1\% \text{H}_2\text{O}$; $E = 22,7$ кВ/см, $D = 5,6$; д) $\text{He} + 0,3\% \alpha$ -пинена, $E = 22,7$ кВ/см, $D = 5,6$; е) He + неконтролируемая примесь, $E = 22,7$ кВ/см, $D = 5,6$.

3. Экспериментальные результаты

На рисунках 1а-е приведены фотографии следов электронов в гелии с различными примесями (все следы сфотографированы в направлении, перпендикулярном к электрическому полю; давление газа $P=1$ атм; количество примеси и величина электрического поля E указаны в подписях к рисункам). Весьма наглядно видно, как влияют примеси на качество следов в стримерной камере, работающей в режиме самошунтирования. По существу, как сказано выше, действие примесей сводится к изменению распределения интенсивности видимого (т.е. фотографируемого) свечения вдоль разрядных каналов, что приводит соответственно к различной степени локализации следов в камере.

Для получения количественной оценки степени локализации следов с помощью микрофотометра были получены распределения вдоль изображений разрядных каналов интенсивности почернения фотопленки (т.е. фактически интенсивности излученного разрядом видимого света). За длину видимой части разрядного канала d мы условно принимаем среднюю ширину на полувысоте кривой распределения. Эта длина была определена по 30 различным распределениям, соответствующим одним и тем же условиям получения и фотографирования следов в камере. Фактически величина d как раз характеризует степень локализации следов частиц в данной газовой смеси.

На рис. 2 а и б представлены распределения интенсивности свечения разрядного канала в чистом гелии и в смеси гелия и 2% водорода. Как видно, ширина кривой значительно меньше (и соответственно лучше локализация ярко светящейся части разрядного канала) при наличии примеси в гелии.

3.1. Зависимость степени локализации следа частицы от концентрации примеси

На рис. 3 приведены графики зависимости величины d от концентрации примеси C для H_2 , He , CH_4 , α -пинена и Ne при $E \approx 23$ кВ/см. Для каждой примеси, кроме Ne , как видно из этих графиков, существует оптималь-

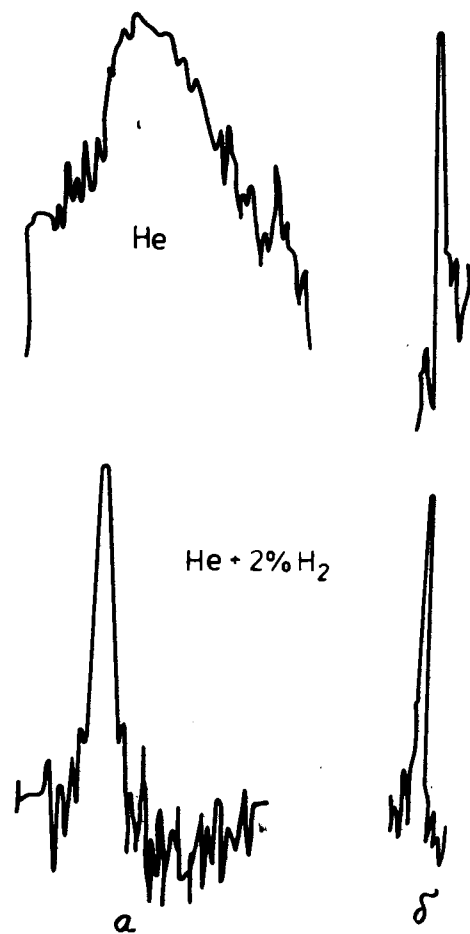


Рис. 2. Распределение интенсивности свечения в разрядном канале в чистом гелии и в гелии с 2% водорода: а) вдоль канала, б) поперек канала.

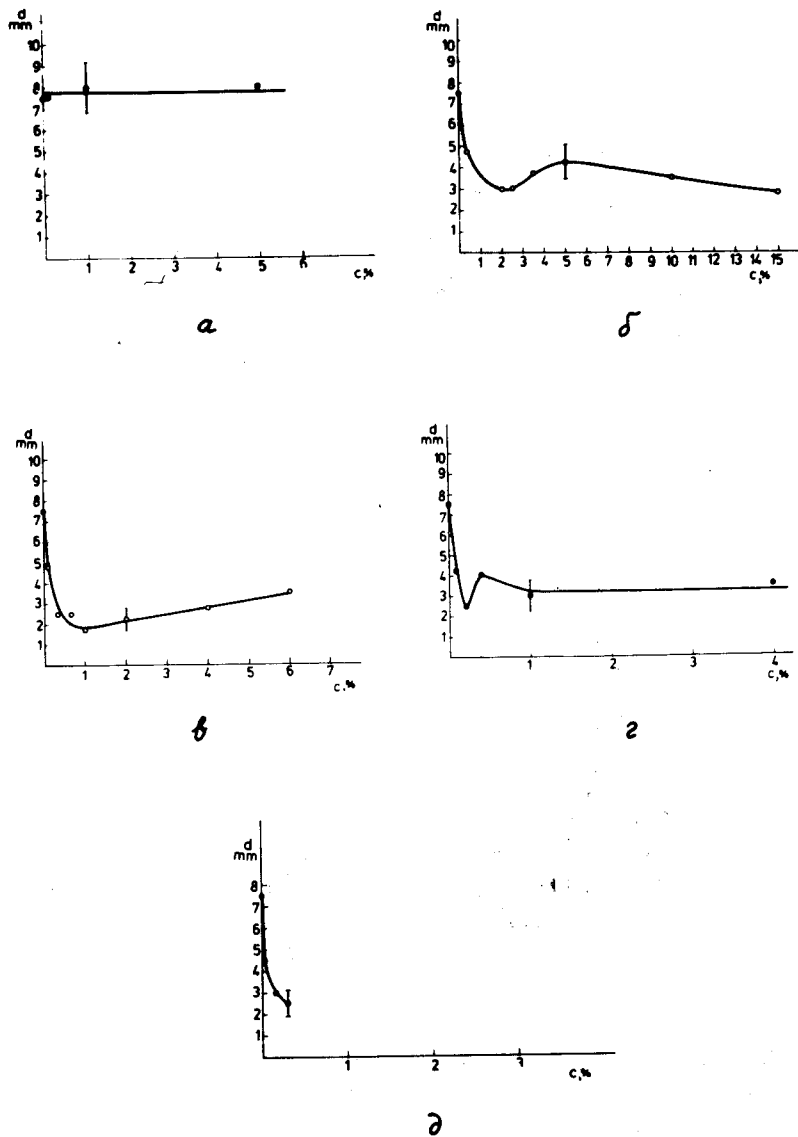


Рис. 3. Графики зависимости длины ярко светящейся части стримерного канала от концентрации примеси С : а) - Ne, б) - Xe, в) - H_2 , г) - CH_4 , д) - α -пинен.

ная концентрация, при которой средний размер ярко светящейся области (или "точки") разрядного канала минимален. Термин "точка" относится к разрядному каналу характерного вида, когда в центре канала видна ярко светящаяся часть, длина которой не превышает ее ширину более чем в 2+3 раза.

Особый интерес представляет использование в качестве добавки водорода, который образует с гелием хорошо изученную смесь Пеннинга^{/15/}. При малых концентрациях H_2 ($\sim 0,3\%$) разрядный канал имеет кистевую форму, как в чистом гелии, причем длина ярко светящейся области d равна 7+8 мм. С увеличением концентрации водорода d уменьшается и достигает минимального значения $\sim 1,7$ мм при концентрации $\sim 1\%$. Дальнейшее увеличение количества H_2 приводит к медленному росту величины d .

Недавно нами показана возможность создания водородной самошунтирующейся стримерной камеры^{/11/}. Полученные в этой работе следы электронов по степени локализации ничем не отличаются от следов, полученных в работе Ф.Рорбаха и др.^{/12/}. В то же время светимость следов в самошунтирующейся камере значительно больше.

В случае молекулярных примесей их оптимальная концентрация смещается в сторону малых значений. Молекулярные примеси отличаются еще и тем, что поглощают фотоны и уменьшают тем самым фотоионизацию в рабочем объеме камеры и пробой по стенкам. Это приводит к уменьшению общего свечения рабочего объема камеры и к увеличению контрастности следов частиц.

Следы хорошего качества наблюдаются при использовании добавок воды ($\sim 0,1\%$) и α -пинена ($\sim 0,3\%$). След на рис. 1е получен в присутствии неконтролируемых примесей.

Приведенные данные относятся к примесям, которые характеризуются прежде всего низкими уровнями возбуждения и ионизации по сравнению с гелием. Как правило, в смеси гелия с такими примесями наблюдается эффект Пеннинга. Но, по-видимому, более существенным (как

показано ниже) для явления локализации следов является то, что вероятность соударений электронов с атомами или молекулами примеси значительно больше, чем в гелии. В соответствии с этим, кстати, в смеси гелия и неона не наблюдается эффекта локализации следов (вероятность соударений электронов с атомами Ne меньше, чем с атомами He^{14}).

3.2. Зависимость качества следов от отношения E/p

Зависимость локализации следов частицы и плотности числа "точек" вдоль следа от напряженности электрического поля в общем согласуется с данными, полученными в работе /4/. В качестве примера на рис. 4 приведен график соответствующей зависимости для смеси гелия и 0,3% метана.

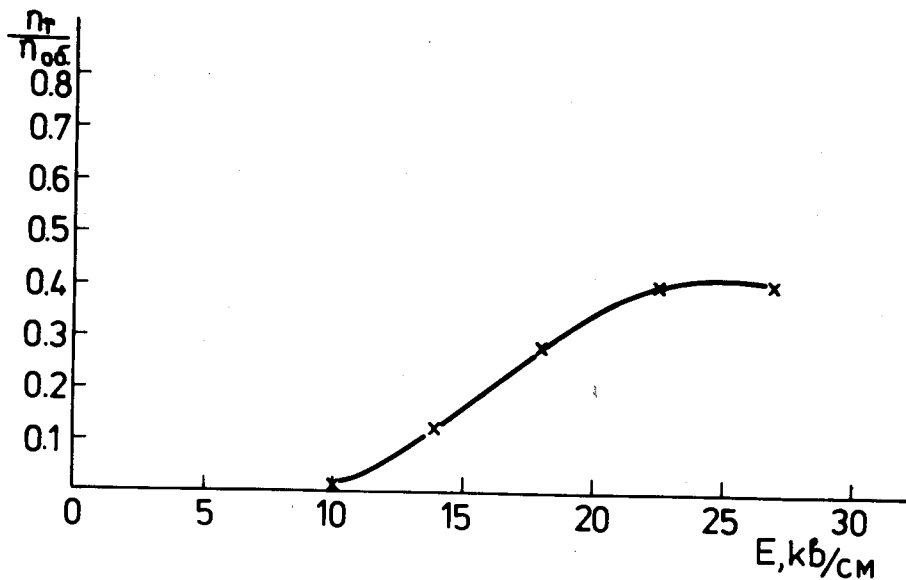


Рис. 4. График зависимости от градиента электрического поля E отношения числа "точек" n_T к общему числу разрядных каналов $n_{об}$ для смеси $He + 0,3\% CH_4$.

Как оказалось, эффект локализации свечения разряда имеет место в определенном диапазоне значений E/p . График зависимости длины ярко светящейся части разрядного канала от отношения E/p для смеси $He + 1\% H_2$ приведен на рис. 5. Аналогичная зависимость наблюдается для отношения числа "точек" n_T к числу всех

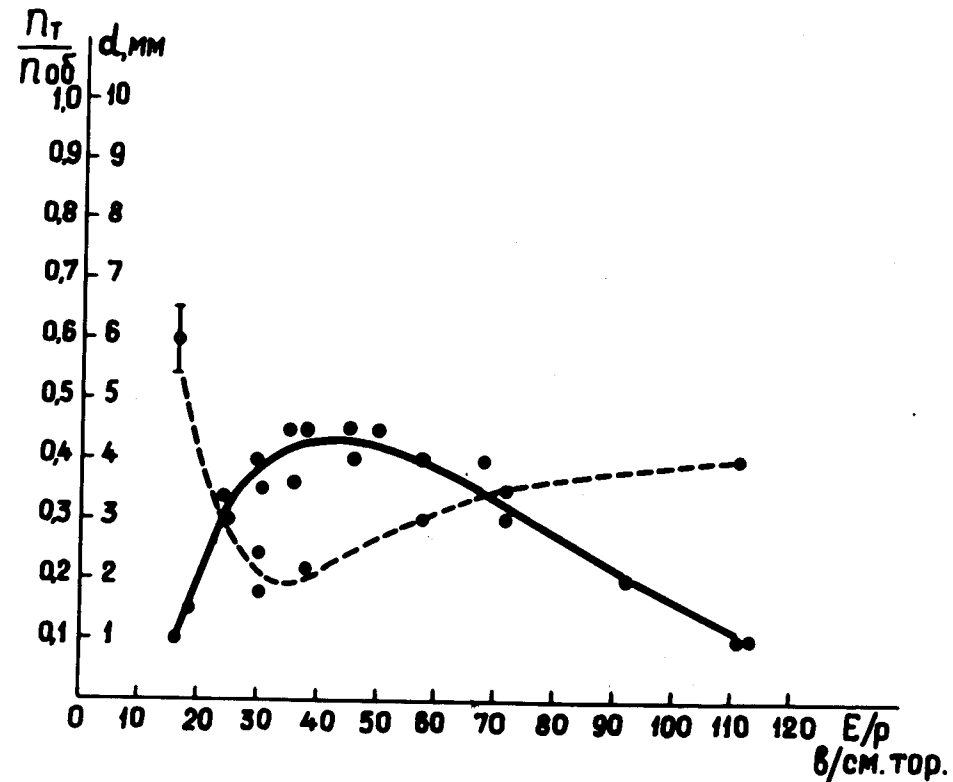


Рис. 5. Графики зависимости отношения $n_T/n_{об}$ и d от величины E/p для смеси $He + 1,0\% H_2$: o - d , • - $n_T/n_{об}$.

разрядных каналов n_{05} вдоль следа. Соответствующий график приведен на том же рис. 5. Каждая экспериментальная точка на графиках, соответствующая одному значению E/p , получена при нескольких различных значениях E и p .

Как видно, имеется некоторый оптимальный диапазон значений E/p (для смеси $He + 1\% N_2$ $E/p = 30 \div + 60$ В/см тор.), при которых достигаются оптимальные значения параметров d и n_T/n_{05} .

4. Образование следа заряженной частицы в самошунтирующейся стримерной камере

При работе стримерной камеры в режиме самошунтирования, т.е. без внешнего формирования высоковольтного импульса, изменение электрического поля в камере после подачи напряжения определяется разрядом в ней /4/.

Процесс образования следа заряженной частицы в самошунтирующейся стримерной камере проходит через три довольно четко различимых этапа:

1. Развитие первичных электронных лавин из электронов, расположенных вдоль траектории заряженной частицы. Время развития лавин в экспоненциально нарастающем внешнем поле равно $\sim 10^{-8}$ с. Ток лавин не может оказать заметного влияния на форму импульса напряжения в камере.

2. Развитие стримерного разряда и распространение его на весь разрядный промежуток. При этом /16,17/ градиент электрического поля внутри разрядного канала падает, ток в цепи нарастает и, соответственно, уменьшается напряжение на камере (время развития стримера на разрядный промежуток порядка 10 см равно по порядку величины $\sim 10^{-8}$ с /18-20/).

3. Разрядка емкости генератора высоковольтных импульсов и зарядка емкости стекол, отделяющих рабочий объем камеры от электродов. Ток зарядки емкости стекол течет через готовые разрядные каналы

в камере. Выделяемая мощность определяет интенсивность свечения следов частиц. При этом электрическое поле в камере уже мало, так что возникновение новых разрядных каналов невозможно.

4.1. Некоторые качественные оценки распределения интенсивности свечения вдоль разрядных каналов

Попытаемся дать качественное объяснение наблюдаемой локализации следов в стримерной камере при добавлении в гелий примесей ксенона, водорода и некоторых тяжелых углеводородов. Рассмотрим сначала разряд в чистом гелии. Из стримерной теории /21,22/ следует, что стримерный канал в месте лавиностримерного перехода имеет "шейку", т.е. сравнительно узкое место. Для оценок можно принять, что зависимость радиуса канала стримера от координаты z , вдоль которой направлено внешнее поле E_0 , имеет вид

$$r = r_0 + C \cdot |z|^N. \quad (1)$$

Здесь r_0 - радиус головки лавины в момент лавиностримерного перехода; C - некоторая постоянная; начало координат выбрано в центре головки лавины.

Значение показателя степени N неизвестно, но численные расчеты формы канала стримера /22/ показывают, что он значительно больше единицы. В связи с этим, после замыкания искрового промежутка стримерным каналом, плотность разрядного тока будет также зависеть от z и максимальна в области "шейки".

Соответственно в этой области будет максимальна и концентрация электронов. Действительно, концентрацию электронов можно оценить по формуле

$$N_e \sim \frac{i}{eUr^2k}. \quad (2)$$

Здесь i - разрядный ток; U - дрейфовая скорость электронов; k - число разрядных каналов; e - заряд электронов. В наших условиях оценочные значения парамет-

ров таковы: $i \approx 10^3$ А, $U \approx 10^6$ см/с, $r \approx 10^{-1}$ см, $k \approx 10+100$. Подставляя эти значения параметров в (2), находим, что в области "шейки" $N_e \approx 10^{16} - 10^{17}$ см $^{-3}$ и довольно быстро падает с удалением от этой области.

Сравним теперь частоты соударений электронов с ионами и с нейтральными атомами гелия. Частоту соударений электронов с ионами можно оценить по формуле /23/

$$\nu_{ei} \sim N_e \frac{e^4 \ln \Lambda}{\epsilon^2} \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}}{m}} \quad (3)$$

Здесь $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия электронов; $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм, m - масса электрона, M - масса атома гелия. В наших условиях $\bar{\epsilon} \approx 1$ эВ, $\ln \Lambda \approx 10$. Следовательно, $\nu_{ei} \approx 10^{-4} N_e$ с $^{-1}$.

Частота упругих соударений электронов с атомами гелия равна

$$\nu_{ea} = N_a \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} \sigma_y \approx 10^{19} \cdot 10^8 \cdot 10^{-15} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}, \quad (4)$$

где σ_y - сечение упругих соударений, а N_a - плотность атомов гелия.

Таким образом, при концентрации электронов и ионов плазмы $N_e \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ обе частоты оказываются сравнимыми. Отсюда следует важный вывод, что в "шейке", где концентрация электронов $N_e \gg 10^{16}$ см $^{-3}$, основную роль в установлении равновесных параметров плазмы будут играть столкновения заряженных частиц, в то время как вне "шейки", где $N_e \leq 10^{16}$ см $^{-3}$, определяющими становятся упругие соударения электронов с нейтральными атомами гелия.

Рассмотрим подробнее область вне "шейки". Здесь степень ионизации невелика, но все же достаточна для того, чтобы можно было говорить об электронной температуре. Действительно, соответствующий критерий введения электронной температуры /23/

$$N_e \gg N_a \frac{m}{M} \frac{\sigma_y \bar{\epsilon}^2}{e^4 \ln \Lambda} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3} \quad (5)$$

здесь заведомо выполняется из-за малости множителя $\frac{m}{M}$. В этом случае уравнение баланса энергии имеет вид /23/

$$\frac{d\bar{\epsilon}}{dt} = \frac{e^2 E^2}{m \nu_y} - \frac{2m}{M} \nu_y \bar{\epsilon}. \quad (6)$$

Из этого уравнения следует, что время релаксации энергии электронов имеет величину порядка $\frac{M}{m \nu_y} \approx 10^{-8}$ с.

Следовательно, можно считать, что в наших условиях релаксация наступает. При этом уравнение (6) имеет решение:

$$\bar{\epsilon} = \frac{M e^2 E^2}{2m^2 \nu_y^2}. \quad (7)$$

Если добавить теперь к гелию примесь молекулярного газа, то следует принять во внимание неупругие потери энергии, связанные с возбуждением колебательно-вращательной структуры молекул, а также с возбуждением электронных состояний молекул и их ионизацией. Однако известно, что при средней энергии электронов ≈ 1 эВ основную роль будут играть неупругие потери на возбуждение колебательных уровней. Оценить среднюю энергию электронов в этом случае можно из уравнения баланса энергии, в котором добавлен член, описывающий неупругие потери.

$$\frac{d\bar{\epsilon}}{dt} = \frac{e^2 E^2}{m \nu_y} - \frac{2m}{M} \nu_y \bar{\epsilon} - h\omega \nu_H. \quad (8)$$

Здесь $h\omega$ - средняя энергия возбуждения колебательных уровней; ν_H - частота неупругих столкновений. Решение уравнения (8) имеет вид

$$\bar{\epsilon} = \frac{M e^2 E^2}{2m^2 \nu_y^2} - \frac{M}{2m} h\omega \frac{\nu_H}{\nu_y}. \quad (9)$$

Несмотря на то, что $\nu_H \ll \nu_y$ и $h\omega \ll 1$ эВ, наличие во втором слагаемом большого множителя M/m приводит к тому, что средняя энергия электронов заметно снижается. Кроме того, некоторое снижение средней энергии может произойти за счет увеличения частоты упругих

соударений, так как сечения упругих столкновений электронов с молекулами применяемых нами примесей значительно превышают сечения для He.

Одноатомный газ в качестве примеси может привести к такому же эффекту только в том случае, если он имеет большую частоту столкновений с электронами (как упругих, так и неупругих), а также низкий потенциал возбуждения и ионизации. Из анализа свойств инертных газов следует, что перечисленными свойствами обладает ксенон. Действительно, сечения упругих и неупругих столкновений электронов с атомами ксенона в 4-5 раз превышают аналогичные сечения для He. Кроме того, первый потенциал возбуждения ксенона - всего 8,3 эВ. Расчет средней энергии электронов в смеси He и Xe требует решения кинетического уравнения, так как при неупругом столкновении с атомом Xe электрон теряет практически всю свою энергию, и поэтому представление о непрерывном изменении энергии $d\epsilon/dt$, используемое в (6) и (8), здесь не оправдано. Однако поскольку нас интересует лишь качественная сторона вопроса, то в довольно грубом приближении можно записать уравнение, подобное (8), с заменой члена неупругих потерь, связанных с возбуждением колебательных уровней, на аналогичный член, описывающий неупругие потери на возбуждение и ионизацию Xe. Ясно, что и здесь мы получим уменьшение средней энергии электронов. Таким образом, добавка рассмотренных примесей ведет к уменьшению средней энергии электронов в области вне "шейки". Такое уменьшение, в свою очередь, ведет к существенному уменьшению свечения канала в этой области, так как интенсивность спектральной линии пропорциональна $e^{-\epsilon^*/\epsilon}$, где ϵ^* - энергия возбуждения соответствующего уровня. В то же время средняя энергия электронов в области "шейки" при добавлении примеси практически не изменится, так как здесь она определяется уравнением баланса энергии, в которое, как было показано выше, не входят параметры столкновений электронов с нейтралами. Отметим, что подтверждением сделанных качественных оценок служит отсутствие локализации следов в He с примесью

Ne, так как частота упругих и неупругих соударений электронов с атомами Ne несколько меньше, чем у He, а потенциал возбуждения Ne достаточно высок: $\approx 16,5$ эВ.

В заключение следует заметить, что как полученные экспериментальные данные, так и проведенные оценки показывают большую чувствительность процесса локализации следов в стримерной камере к параметрам разряда. Действительно, концентрация электронов в области "шейки", можно сказать, на пределе удовлетворяет критерию $\nu_{ei} \gg \nu_{ea}$. Небольшое отклонение параметров разряда может привести к нарушению этого критерия, а вместе с этим и к размытию светящихся "точек".

Литература

1. I.V.Falomkin et al. Nuovo Cimento, 21A, 168 (1974).
2. I.V.Falomkin et al. Nuovo Cimento, 24A, 93 (1974).
3. F.Balestra et al. Lett. Nuovo Cimento, 12, 359 (1975).
4. I.V.Falomkin et al. Nucl. Instr. and Meth., 53, 266 (1967).
5. Л.Буссо и др. Сообщение ОИЯИ, P13-8268, Дубна, 1974.
6. F.Balestra et al. Nucl. Instr. and Meth., 125, 157 (1975).
7. I.V.Falomkin et al. Nuovo Cimento, 34, 1394 (1964); М.М.Кулюкин и др. ПТЭ, 6, 70 (1965).
8. И.В.Фаломкин и др. Международное совещание по бесфильмовым камерам, стр. 13 (Дубна, 1969).
9. I.V.Falomkin et al. Lett. Nuovo Cimento, 5, 757 (1972).
10. F.Balestra et al. Nucl. Instr. and Meth., 119, 347 (1974).
11. Л.Буссо и др. Сообщение ОИЯИ, P13-8867, Дубна, 1975.
12. F.Rohrbach et al. Nucl. Instr. and Meth., III, 485 (1973).

13. М.М.Кулюкин и др. Сообщение ОИЯИ, P13-6533, Дубна, 1972.
14. С.Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Москва, Госатомиздат, 1961.
15. Lorne M. Chanin and G.D. Rork. Phys.Rev., 135, 1A, 71 (1964).
16. Э.Д.Лозанский, О.В.Фирсов. ЖЭТФ, 56, 670 (1969).
17. J.J.Kritzinger. Proc. 6th Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases (Paris, 1963), Paper Vb, Amsterdam (1964), p. 11.
18. В.А.Давиденко и др. ЖЭТФ, 55, 435 (1968).
19. V.A.Davidenko et al. Nucl. Instr. and Meth., 75, 277 (1969).
20. Н.С.Руденко, В.И.Сметанин. ЖЭТФ, 61, 146 (1971).
21. E.D.Lozausky and O.V.Firsov. J.Phys., D6, 976 (1973).
22. Э.Д.Лозанский, Д.Б.Понтекорво. ЖТФ, 46, 2322 (1973).
23. Б.М.Смирнов. Физика слабоионизованного газа, Наука, Москва, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 августа 1975 года.