

# Электронные и ионные пучки

УДК 535:669

## Транспортировка релятивистского электронного пучка в ксеноне

Ю. Ф. Бондарь, Г. П. Мхеидзе  
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

*Исследовалось прохождение сильнооточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в ксеноне. Измерялись ток пучка по длине камеры в зависимости от давления и энергия, передаваемая газу в диапазоне давлений 1—750 торр. Экспериментальные результаты по транспортировке пучка достаточно хорошо согласуются с расчетными в области низких (1—24 торр) и высоких ( $\approx 750$  торр) давлений. Совпадение экспериментальных данных и расчета по энерговыделению удовлетворительное во всем исследуемом диапазоне давлений.*

Плазма, создаваемая приложенным к газовому промежутку электрическим полем, исследуется давно и масштабно, тогда как генерируемая импульсным сильнооточным РЭП плазма (пучковая плазма) является относительно новым объектом изучения. Интерес к этой быстроразвивающейся области знаний обусловлен разнообразием физических процессов, специфичных именно для пучковой плазмы, и перспективами практического использования РЭП и пучковой плазмы (газовые лазеры, плазмохимические реакторы, источники некогерентного монохроматического излучения).

Интересным объектом исследования является пучковая плазма инертных газов. Как известно, при взаимодействии РЭП с инертными газами при высоких давлениях в ходе тройных столкновений имеет место эффективная генерация возбужденных димеров ( $\text{Ar}_2^*$ ,  $\text{Kr}_2^*$ ,  $\text{Xe}_2^*$ ). При переходе с возбужденного электронного состояния на нижний отталкивательный терм генерируется ультрафиолетовое (УФ) излучение с длиной волны 126, 146 и 172 нм, соответственно, для Ar, Kr и Xe. Эффективность выхода весьма высока: теоретические оценки дают величину  $\approx 0,5$  [1, 2].

Исследования по взаимодействию РЭП с газами проводились в воздухе и газах, используемых в химических и эксимерных лазерах (He,  $\text{SF}_6$ , смесь He— $\text{SF}_6$ — $\text{H}_2$ , Ar, Kr) [3, 4]. Ниже представлены некоторые результаты исследования транспортировки РЭП в Xe.

Пучок, генерируемый в ускорителе “Терек-1Р” (энергия электронов  $E \approx 1$  МэВ, ток диода  $I_D \approx 25$  кА, длительность импульса  $\tau \approx 60$  нс, радиус катода  $r_k = 20$  мм), инжектировался в камеру (длина камеры  $L = 120$  см, диаметр  $D = 128$  мм), заполненную ксеноном (при давлениях  $P = 1; 7,5; 24; 75; 225; 375$  и 750 торр). Пучок транспортировался во внешнем магнитном поле  $B = 2,5$  кГс и в его отсутствии. Ток пучка в камере был порядка предельного вакуумного тока ( $I_b \approx 6 - 8$  кА).

На этом этапе эксперимента исследовалось прохождение РЭП в ксеноне (изменение тока пучка по длине камеры в зависимости от давления газа и наличия магнитного поля) и энергия, передаваемая пучком газу. Шунтами, изготовленными из проводящей резины (достоинство таких шунтов — практически полное отсутствие индуктивности) в различных сечениях камеры из-

мерялся полный ток  $I_n$  (т. е. ток, текущий по камере и являющийся суммой тока пучка  $I_b$  и индуцированного в плазме тока  $I_p$ ). Интегральный (по сечению камеры) плазменный ток  $I_p$  регистрировался детектором плазменного тока [5]. Энергия  $W_G$ , передаваемая пучком газу, определялась мембранным дифференциальным манометром по увеличению давления в камере\*. Емкостные датчики, расположенные по длине камеры, давали информацию о процессе зарядовой нейтрализации РЭП и скорости фронта пучка. Скорость фронта можно было также оценить по задержке импульса полного тока. Эти вопросы достаточно полно рассмотрены в работе [4], здесь же ограничимся тем, что оценки скорости фронта РЭП в ксеноне дают значения, согласующиеся с данными в [4]. Измеренные значения токов имели разброс, достигающий при малых токах (при высоких давлениях) до 50 %. На приводимых ниже кривых показаны средние значения измеряемых величин, а также указаны интервалы между их максимальным и минимальным значениями. Непосредственное измерение тока пучка в этих экспериментах не проводилось, так как для этого пришлось бы обрывать пучок на разных расстояниях и тем самым создавать условия, не адекватные условиям транспортировки РЭП в камере. Поэтому приведенные значения  $I_b$  получены суммированием измеренных  $I_n$  и  $I_p$ .

На рис. 1 представлены характерные осциллограммы тока  $I_D$  и напряжения  $U_D$  в диоде ускорителя, сигналы  $\phi_1$  и  $\phi_2$  с емкостных датчиков (расстояние между ними 27 см), плазменный ток  $I_p$  в начале камеры и полные токи  $I_{nj}$  ( $j = 1 \div 5$  соответствуют расстояниям  $l = 9, 36, 63, 90$  и  $117$  см от выходного окна диода). Эти осциллограммы получены при транспортировке пучка во внешнем магнитном поле  $B = 2,5$  кГс при давлении ксенона  $P = 7,5$  торр.

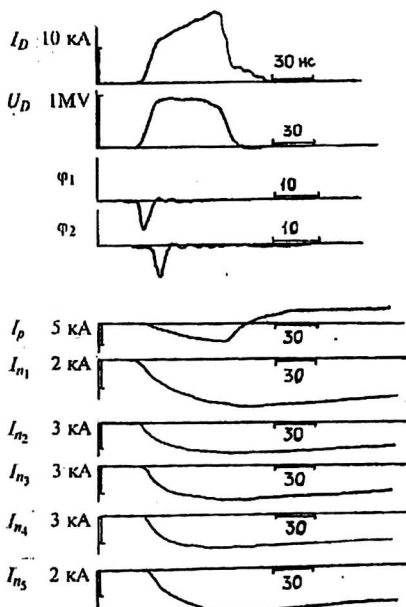


Рис. 1. Осциллограммы тока  $I_D$  и напряжения  $U_D$  в диоде; сигналов  $\phi_1$  и  $\phi_2$  с емкостных датчиков; плазменного тока  $I_p$ ; полных токов  $I_{n1} - I_{n5}$

Плазменный ток в стадии нарастания тока пучка индуцируется электрическим полем, создаваемым нарастающим собственным магнитным полем пучка, а с появлением плазменного тока — магнитным полем полного тока. Как и следовало ожидать, на этой стадии плазменный ток  $I_p = -I_p'$  течет в противоположном пучку направлении, и полный ток равен разности пучкового и

\* Измерение давления проводилось за время, существенно большее времени импульса пучка и часть энергии за это время передавалось стенке камеры, измерения давали заниженное на 10—15 % значение утилизированной энергии.

обратного плазменного тока:  $I_n = I_b - I_p^r$ . На спаде тока пучка в плазме индуцируется прямой ток в направлении пучка,  $I_p = I_p^d$ . Время протекания прямого плазменного тока (после окончания импульса тока пучка прямой плазменный ток тождественен регистрируемому полному току,  $I_n = I_p = I_p^d$ ), или время диффузии собственного магнитного поля, определяется проводимостью пучковой плазмы, а также ее рекомбинацией. Для затухания плазменного тока имеем [6]

$$I_p(t) = I_{p0} \exp \left\{ -\frac{\beta}{n_{e0}} \left[ (t - t_0) + \frac{\alpha_r n_{e0}}{2} (t - t_0)^2 \right] \right\},$$

$$\text{где } \beta = \frac{n_e c^2}{4\pi r_b^2 \sigma_c};$$

$n_{e0}$  — плотность электронов к концу импульса тока, при  $t = t_0$ ;

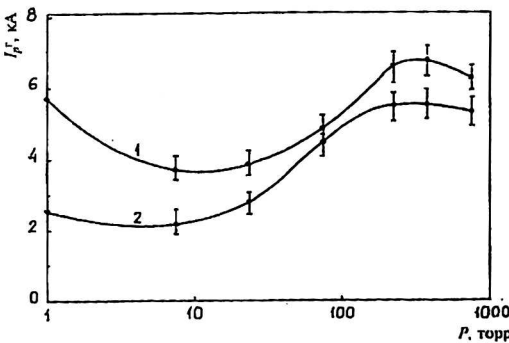
$\sigma_c$  — проводимость плазмы;

$\alpha_r$  — коэффициент рекомбинации;

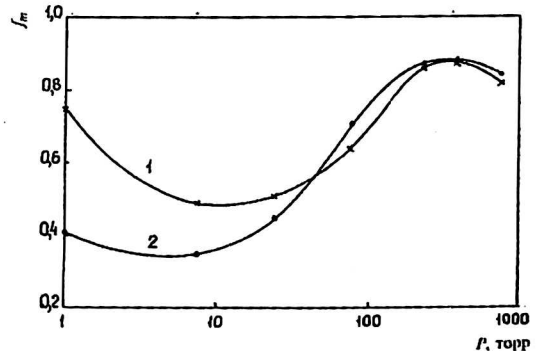
$r_b$  — радиус пучка,  $n_e(t) = n_{e0} / [1 + \alpha_r n_e(t - t_0)]$ .

Оценки времени спада плазменного тока для различных давлений дали значения, достаточно хорошо согласующиеся с наблюдаемым в эксперименте.

На рис. 2, а приведены амплитудные значения обратного плазменного тока  $I_p^r$  (при  $l = 1-9$  см) в зависимости от давления ксенона. Кривая 1 получена во внешнем магнитном поле, кривая 2 — без поля. Обе кривые имеют минимум в области давлений  $P = 5-10$  торр и максимум при  $P = 250-400$  торр. Обращает внимание сходство зависимостей  $I_p^r(P)$  для Xe с аналогичными зависимостями для He, воздуха, SF<sub>6</sub> и смеси газов He-SF<sub>6</sub>-H<sub>2</sub>, полученными в работе [4], так что соображения, высказанные в [4] о характере и причинах изменения плазменного тока с давлением, остаются в силе. Более высокое значение плазменного тока при наличии магнитного поля понятно — поле ограничивает уход вторичных электронов в радиальном направлении. С увеличением давления уменьшается отношение длины свободного пробега к ларморовскому радиусу и, следовательно, уменьшается влияние магнитного поля. Плазменные токи с полем и без поля становятся сравнимы. Более наглядно это видно из рис. 2, б, на котором представлены зависимости степени токовой (магнитной) нейтрализации  $f_m = I_p^r / I_b$  от давления при транспортировке в магнитном поле (кривая 1) и в отсутствии поля (кривая 2).



а



б

Рис. 2. Зависимость от давления  $P$  (1 —  $B = 2,5$  кГс; 2 —  $B = 0$ ):

а — амплитудного значения обратного плазменного тока  $I_p^r$ ;

б — степени токовой (магнитной) нейтрализации  $f_m$

На рис. 3 даны зависимости амплитудного значения тока пучка  $I_b$  от расстояния  $l$  при различных давлениях в магнитном поле  $B = 2,5$  кГс. Сплошными линиями даны зависимости  $I_b(l)$ , рассчитанные методом Монте-Карло. Пунктирными линиями — экспериментальные зависимости. Давлениям 1; 7,5; 24; 75; 225; 375 и 750 торр соответствуют кривые 1, 2, 3 и т.д. И расчетные, и экспериментальные кривые  $I_b(l)$  в интервале давлений 1—24 торр указывают на полную проходимость пучка в данной геометрии (при  $r_k = 20$  мм и  $D = 128$  мм). Рассмотрим крайний случай  $\beta_{\perp} = 1$ , т. е. электроны имеют только поперечную составляющую скорости. При  $\gamma \approx 3$  ( $E \approx 1$  МэВ) в магнитном поле  $B = 2,5$  кГс ларморовский радиус электронов  $R_L \approx 2$  см и максимально возможный диаметр пучка меньше диаметра камеры. Столкновения не учитываются, что вполне допустимо при давлениях до 24 торр. Собственное магнитное поле полное тока, достигающее при  $P \approx 10$  торр максимального значения  $B \approx 0,2$  кГс, много меньше приложенного извне и не оказывает заметного влияния на транспортировку пучка. При неполной нейтрализации пространственного заряда пучка ( $f_e < 1$ ) азимутальный дрейф электронов в скрещенных внешнем магнитном поле и поле пространственного заряда также не сказывается на поперечных размерах пучка. С увеличением давления и ростом числа столкновений электронов пучка с газом растет эффективный радиус пучка и, судя по расчетной кривой 4, при  $P \approx 75$  торр он становится сравним с диаметром камеры. При давлениях  $P = 75 \div 375$  торр наблюдаем существенное расхождение расчетных и экспериментальных значений транспортируемого тока. При  $P \approx 75$  торр в конце камеры экспериментальное значение тока пучка в три раза меньше расчетной величины. При давлениях 225, 375 и 750 торр (см. рис. 3, кривые 5—7) экспериментальные значения  $I_b$  находятся в пределах заштрихованной области и разделить их в зависимости от давления не удалось. Согласно экспериментальным данным в интервале давлений 225—750 торр пучок не распространяется дальше  $l \approx 40$  см, тогда как расчеты показывают, что даже при  $P \approx 750$  торр (кривая 7) пучок достигает отметки  $l \approx 60$  см. Если не прибегать к спекуляциям на тему “неустойчивость пучка в плазме”, разумного объяснения этому обстоятельству мы не имеем.

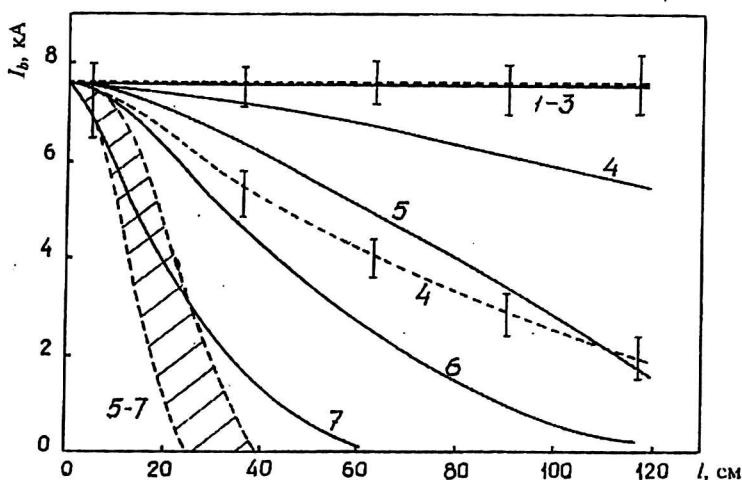


Рис. 3. Зависимость тока пучка  $I_b$  от расстояния  $l$  в магнитном поле  $B = 2,5$  кГс: — расчет; - - - эксперимент. Кривые 1 — 7, соответственно, 1; 7,5; 24; 75; 225; 375 и 750 торр

В отсутствии магнитного поля расчетные кривые по токопрохождению даны на рис. 4 для  $f_e = 1$  (сплошные кривые) и  $f_e = 0,8$  (пунктирные кривые). Области между кривыми заштрихованы. Кривые пронумерованы в соответствии с величиной давления. В случае  $V = 0$  собственное магнитное поле начинает играть существенную роль. Совокупное действие собственного магнитного поля и поля пространственного заряда пучка приводит к сложному движению электронов пучка (электроны колеблются вокруг оси системы и дрейфуют в азимутальном направлении). В результате пучок "бунчируется" (см. рис. 4, вставка), расстояние  $\lambda$  между перетяжками зависит от степени нейтрализации пространственного заряда и тока и практически не зависит от давления. При увеличении давления (числа столкновений) перетяжки размываются и уже при  $P \approx 24$  торр их практически нет. При степенях нейтрализации  $f_e = 0,7; 0,8; 0,9$  и  $1$  имеем  $\lambda \approx 52, 44, 37$  и  $30$  см. Учитывая наличие перетяжек, понятен ход расчетных кривых на рис. 5. На рис. 5 представлены также экспериментальные значения тока пучка для давлений 1; 7,5; 24 и 75 торр. При  $P = 1; 7,5$  и  $24$  торр экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с расчетными. При 75 торр экспериментально наблюдаемый ток больше расчетного. При давлениях в интервале 225—750 торр экспериментальные значения тока находятся в пределах кривых 5—7.

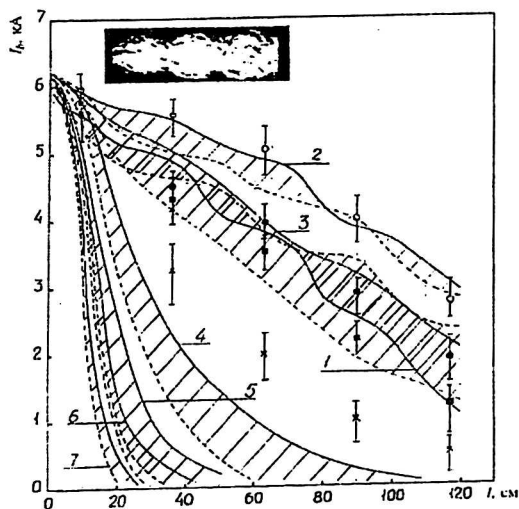


Рис. 4. Расчетные зависимости тока пучка  $I_b$  от расстояния  $l$ .  $V = 0$ :  
 —  $f_e = 1$ , - - - - -  $f_e = 0,8$ .  
 Кривые 1—7, соответственно, 1; 7,5; 24; 75; 225; 375 и 750 торр. Экспериментальные точки: ● — 1 торр, ○ — 7,5 торр, ■ — 24 торр, × — 75 торр.  
 Вставка — "Бунчировка" пучка при  $P = 1$  торр и  $f_e = 0,9$

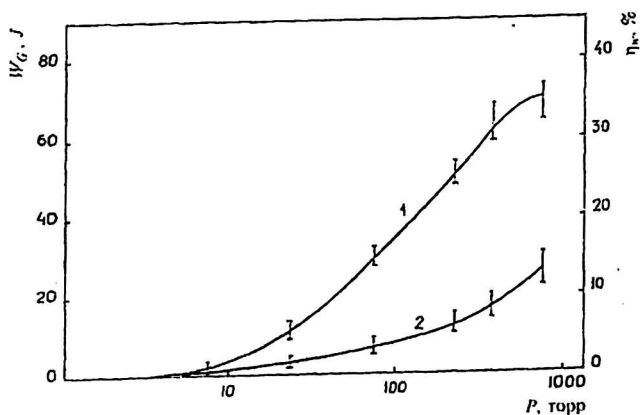


Рис. 5. Зависимость энергозклада в газ  $W_G$  и КПД  $\eta_W$  передачи энергии РЭП газу от давления  $P$ :  
 1 —  $V = 2,5$  кгс; 2 —  $V = 0$

Энергия, передаваемая газу пучком, становится экспериментально наблюдаемой при  $P = 7,5$  торр и с давлением растет. На рис. 5 даны зависимости энергозклада в абсолютных  $W_G$  и относительных  $\eta_W$  единицах от давления. Максимальное значение передаваемой газу энергии, соответствующее КПД  $\approx 0,35$ , достигается при 750 торр.

На рис. 6 даны результаты расчета энергозклада  $W_G$  в газ (кривые 1 и I для  $B = 2,5$  кгс и  $B = 0$ , соответственно), потерь энергии  $J$  пучка на стенках камеры (кривые 2 и II) и на торце камеры (кривые 3 и III). Расчетные кривые энергозклада хорошо согласуются с экспериментальными (см. рис. 5).

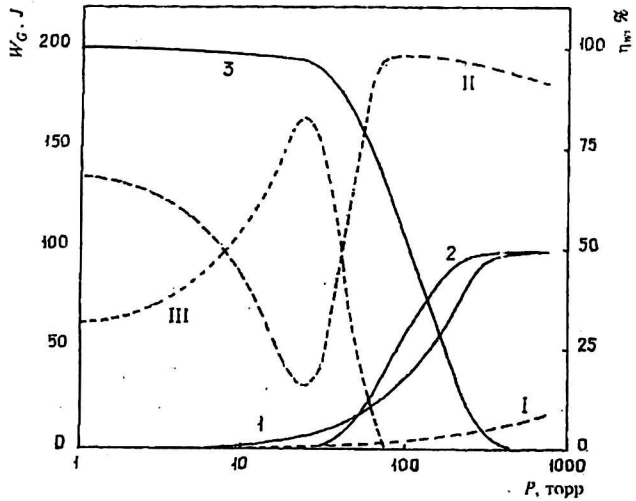


Рис. 6. Расчетная зависимость энергии (в абсолютных —  $W_G$ , J и относительных —  $\eta$  единицах), передаваемой газу, стенке камеры и на торец камеры

В магнитном поле ход кривых 2 и 3 понятен: пока диаметр пучка меньше диаметра камеры (в интервале давлений 1—24 торр), пучок проходит камеру практически без потерь (передовая небольшую часть своей энергии газу). С увеличением давления растут и энергозклад, и потери на стенках. При  $B = 0$  с увеличением давления первоначально уменьшается степень токовой нейтрализации (см. рис. 4), увеличивается собственное магнитное поле и, следовательно, улучшается транспортировка пучка, поэтому растут потери энергии на торце камеры и, соответственно, уменьшаются потери на стенках. С дальнейшим увеличением давления растут  $f_M$  (т. е. уменьшается собственное магнитное поле и, следовательно, фокусировка пучка) и число столкновений электронов пучка с газом (т. е. увеличивается рассеяние пучка), в результате чего ухудшается проходимость пучка и увеличиваются потери энергии на стенках. Достаточно хорошее согласие результатов численного счета с данными эксперимента по токопрохождению РЭП в ксеноне в интервалах давлений 1—24 и  $\approx 750$  торр свидетельствуют о том, что физическая модель процесса, заложенная в расчет, верна при этих давлениях. В то же время расхождение расчетных и экспериментальных данных в области давлений  $P \approx 75—375$  торр указывает на недостаточную адекватность наших представлений о процессах, имеющих место при взаимодействии РЭП с газами. Предполагается, что этот вопрос станет предметом наших дальнейших исследований.

## Литература

1. Lorents D. S. // Physique C, 1976. V. 82. P. 19.
2. Бондарь Ю. Ф., Климов В. И., Мхеидзе Г. П. и др. Релятивистская плазменная СВЧ-электроника: Тр. ИОФАН. — М.: Наука. 1994. Т. 45. С. 110—141.
3. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1192—1198.
4. Arutyunyan S. G., Bogdankevich O. V., Bondar Yu. F. et al. // Plasma Physics. 1983. V. 25, № 1. P. 11—24.
5. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Ермаков А. А. и др. // ПТЭ. 1987. № 6. С. 139—141.
6. Арутюнян С. Г., Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И. и др.: Краткие сообщения по физике/ФИАН. 1983. № 3. С. 14—18.

## Relativistic electron beam transportation in xenon

Yu. F. Bondar, G. P. Mkheidze  
General Physic Institute, Moscow, Russia

*Propagation of a high-current relativistic electron beam (REB) in xenon was studied. The dependence of the electron beam current on the gas pressure in the range of 1 ÷ 750 torr was measured along a chamber, as well as an energy deposited into the gas. The experimental data on the beam transportation are in good agreement with that of calculations at low (1 ÷ 24 torr) and high ( $\approx$  750 torr) pressure. Data of experiments on the energy deposit well coincide with calculations results in all the pressure range.*

\* \*  
\*