



DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.1.12>

УДК: 537.533.7

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ
С ПРОДОЛЬНЫМ ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

Ю.А. Ошев, К.В. Готовцев

**АО Государственный научный центр Российской Федерации
«Исследовательский центр имени М.В. Келдыша»
125438, Москва, Онежская ул., д. 8**

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2025 г.

Аннотация. Предложен безразмерный критерий, который позволяет проводить инженерные расчеты по сопровождающему магнитному полю для систем транспортировки и вывода электронного пучка в газовых средах. Для построения безразмерного критерия рассчитаны полные сечения однократного рассеяния электронов с энергией $0,05 \div 10$ МэВ для газов и паров с $Z = 1 \div 92$ для оценки необходимой длины однократного пробега электронов при требуемом давлении.

Ключевые слова: электронный пучок в газовой среде, системы транспортировки в газовой среде, системы вывода в атмосферу, сечение однократного рассеяния электронов в средах.

Автор для переписки: Готовцев Кирилл Владимирович, gotkir@yandex.ru

Введение

Применение электронных пучков охватывает широкий спектр их использования. Во многих случаях электронный пучок применяется для воздействия по распределенным объемам или площадям. К ним относятся, например:

- испарение материалов при нанесении защитных, антимикробных, оптических, специализированных с низким коэффициентом трения, металлизированных или диэлектрических покрытий и при изготовлении нанопорошков;
- стерилизация медицинских изделий, асептических материалов, пищевых продуктов, дезинсекция зерна;
- модификация материалов при сшивке полимеров и расщеплении цепей в термореактивных композитах и др [1 – 3].

Для многих современных технологий для повышения безопасности эксплуатации является полезным разделение зон генерации и зон использования электронного пучка. При этом возникает вопрос о транспортировке электронного пучка на некоторое расстояние и не обязательно в вакуумных условиях. Наличие атомов рабочей среды оказывает влияние на конфигурацию электронного пучка.

1. Выбор определяющего критерия

Характер взаимодействия электронов со средой существенным образом зависит от их энергии. Наиболее важные виды взаимодействия электронов при энергии не более 10 МэВ для газов и паров включают в себя упругое рассеяние на ядрах и неупругое рассеяние на электронах атомов, а также тормозное γ -излучение [4]. С уменьшением энергии электронов ионизация и возбуждение атомов среды за счет неупругих процессов рассеяния начинает играть все большую роль и для электронов с энергией до нескольких МэВ становятся основным процессом потеря энергии. В случаях, когда плотность электронов в

лучке много меньше плотности среды, проявления неустойчивостей коллективного типа не ожидается [5].

Дифференциальное сечение рассеяния электрона одним атомом с чисто кулоновским потенциалом в телесный угол $2\pi \sin \theta d\theta$ дается формулой Резерфорда:

$$d\sigma_R = \frac{Z^2 e^4}{p^2 v^2} \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{(1 - \cos \theta)^2}, \quad (1)$$

где p и v – релятивистский импульс и скорость налетающего электрона. Квантовомеханический анализ рассеяния электронов, выполненный в [4] на основе модели точечного ядра с учетом экранирования, приводит к выражению:

$$d\sigma_M = \frac{Z(Z+1)(1+\epsilon) e^4}{p^2 v^2} \frac{2\pi R_M \sin \theta d\theta}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2}, \quad (2)$$

где $d\sigma_M$ – сечение Мотта, $R_M = R_M(E, Z, \theta)$ – множитель Мотта, зависящий от энергии электрона E , угла рассеяния θ и атомного номера Z . Таблицы R_M приведены, например в [6], для энергий 0,05÷10 МэВ и разных Z . Учет экранирования ядра атомными электронами вводится в приближении Мольера [7]:

$$\eta = \frac{1}{4} \left(\frac{Z^{1/3}}{0,885 \times 137} \right)^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \left[1,13 + 3,76 \left(\frac{Z}{137\beta} \right)^2 \right], \quad (3)$$

а учет неупругих электрон-электронных соударений – заменой Z^2 на $Z(Z+1)(1+\epsilon)$, где ϵ – поправка Фано, введенная Спенсером [8]:

$$\epsilon = \frac{1}{(Z+1) \ln 4\eta} \left\{ U_{in} + \ln \left(0,16 Z^{2/3} \left[1 + 3,33 \left(\frac{Z}{137\beta} \right)^2 \right] \right) \right\}, \quad (4)$$

где параметр U_{in} равен 3,6 для водорода, 4,6 для лития, 5,0 для кислорода, 5,2 для аргона, 6,3 для свинца. Дифференциальное сечение $d\sigma_M$ рассеяния электронов атомами среды имеет резко выраженную зависимость вблизи нулевого значения угла θ – «рассеяние вперед».

Полное сечение рассеяния и длина пробега электронов при однократном рассеянии в газовой среде определяются по следующим формулам:

$$\sigma = \int_0^\pi d\sigma_M, l = \frac{1}{n\sigma}, \quad (5)$$

где n – плотность атомов рассеивающей среды. По (2-5) рассчитаны значения полного сечения однократного рассеяния $\sigma(E, Z)$ для газов и паров некоторых веществ и энергии электронов до 10 МэВ и длины однократного пробега электронов с энергией до 1,0 МэВ относительно процессов рассеяния $l(E, Z, n)$ для аргона и воздуха при атмосферном давлении – рисунки 1, 2. Рисунок 1 позволяет по энергии электронов E и атомному номеру Z для любого газа или пара вещества определить оценочное значение полного сечения однократного рассеяния, необходимое по [5] для оценки длины однократного пробега электронов $l(E, Z, n)$ при требуемом давлении.

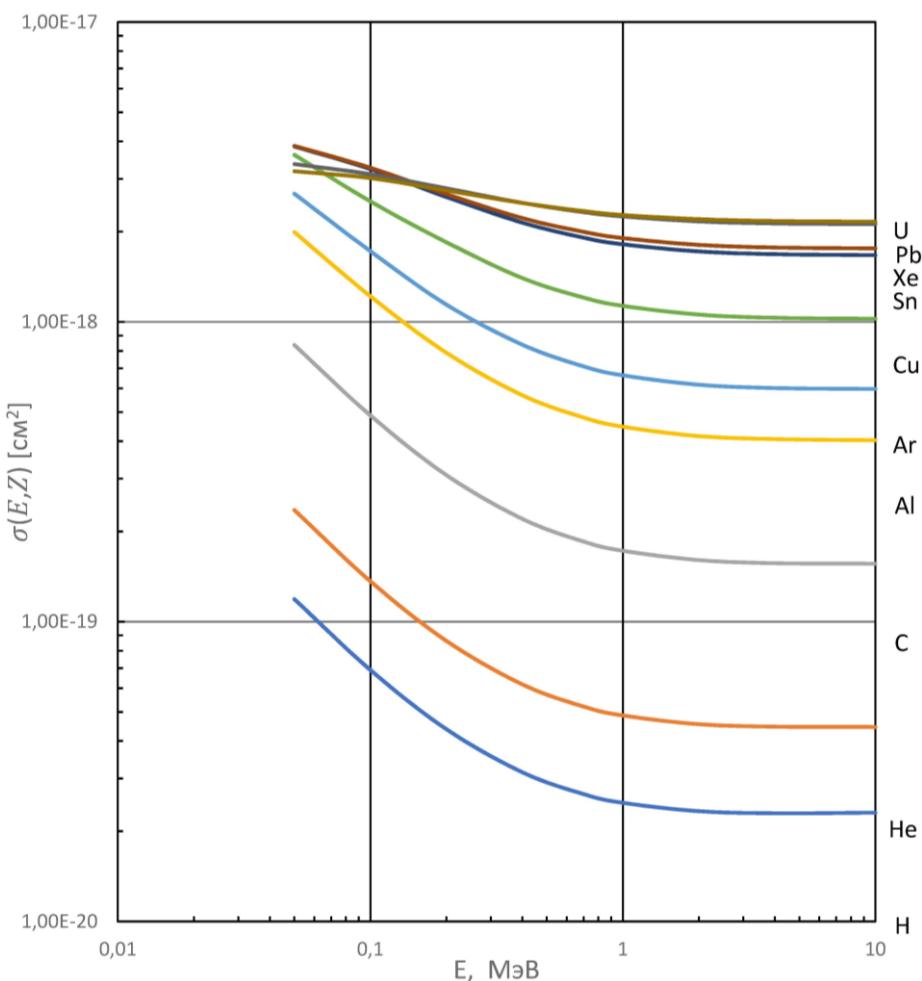


Рис. 1. Полные сечения однократного рассеяния $\sigma(E, Z)$ [см²].

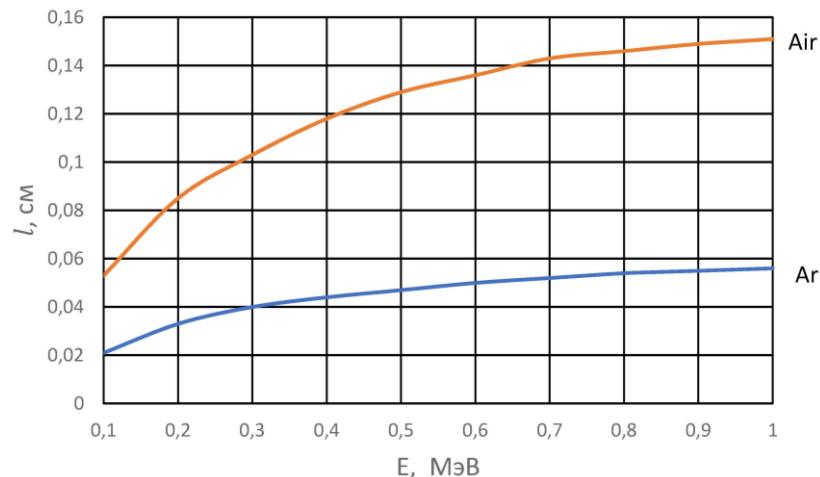


Рис. 2. Длина однократного пробега электронов относительно процессов рассеяния $l(E_0, Z, n)$ при атмосферном давлении ($n_0 = 2,687 \times 10^{19}$ [см⁻³]).

Характер движения заряженных частиц в магнитном поле зависит прежде всего от соотношения между длиной свободного пробега частиц λ и радиусом кривизны траектории ρ [9]: в случае слабого влияния магнитного поля параметр замагниченности λ/ρ много меньше единицы, для сильного влияния λ/ρ много больше единицы.

Для распространения электронного пучка в газовой среде с атомным номером Z и плотностью n с продольным однородным магнитным полем B за характерные размеры целесообразнее взять наряду с ларморовским радиусом $\rho(E, B)$ не длину λ свободного пробега заряженных частиц, как это делается для плазмы, а длину пробега $l(E, Z, n)$ электронов пучка при однократном рассеянии в газовой среде (5), т.к. в области энергий электронов до нескольких МэВ основным процессом, ответственным за потерю направленного импульса пучка, является упругое и неупругое рассеяние на ядрах и электронах среды. Аналог параметра замагниченности, безразмерный критерий $l(E, Z, n)/\rho(E, B)$ позволяет конкретным способом оценивать степень замагниченности электронного пучка в любой газовой среде.

2. Сопровождающее магнитное поле

В газовой среде электронный пучок расширяется из-за процессов рассеяния на атомах среды. Сопровождающее магнитное поле препятствует процессу расширения пучка [10]. При визуализации электронного пучка в газовой среде при атмосферном давлении внутри соленоида, имеющего зазоры между плоскими катушками, процесс влияния продольного однородного магнитного поля наблюдается явным образом на всей длине релаксации пучка. На рисунке 3 условно показаны фольговый узел вывода электронов в атмосферу электронного ускорителя ЭлТ-1,5 разработки ИЯФ СО РАН, соленоид, составленный из набора плоских катушек с зазором между ними, и электронный пучок, видимый сбоку соленоида, в зазорах между катушками в двух предельных случаях: при отсутствии магнитного поля и при сопровождающем магнитном поле.

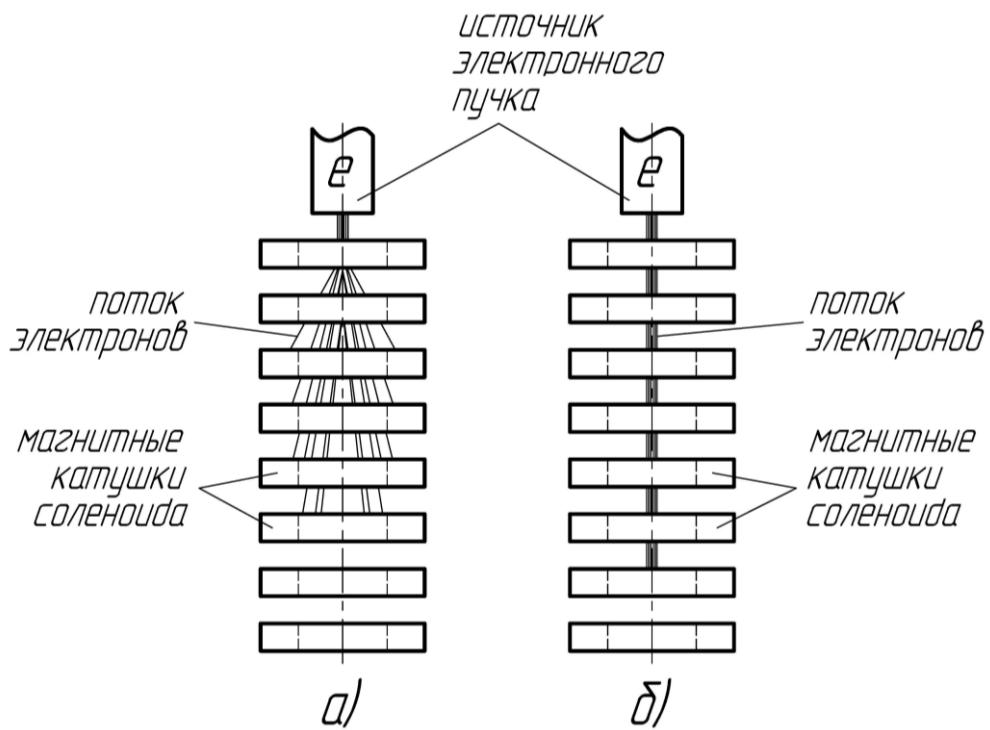


Рис. 3. Схема распространения электронного пучка в атмосфере:
а) при отсутствии магнитного поля;
б) при сопровождающем магнитном поле.

Переходные режимы между предельными случаями и сам момент установления сопровождающего магнитного поля отражены на диаграмме рисунка 4. По оси ординат отложен изменяющийся с увеличением индукции

магнитного поля поперечный размер пучка электронов R_{Π} , измеренный вблизи средней области длины соленоида и нормированный на начальный размер пучка в диафрагме вывода $(R_{\Pi})_0$. По оси абсцисс отложены значения определяющего критерия l/ρ .

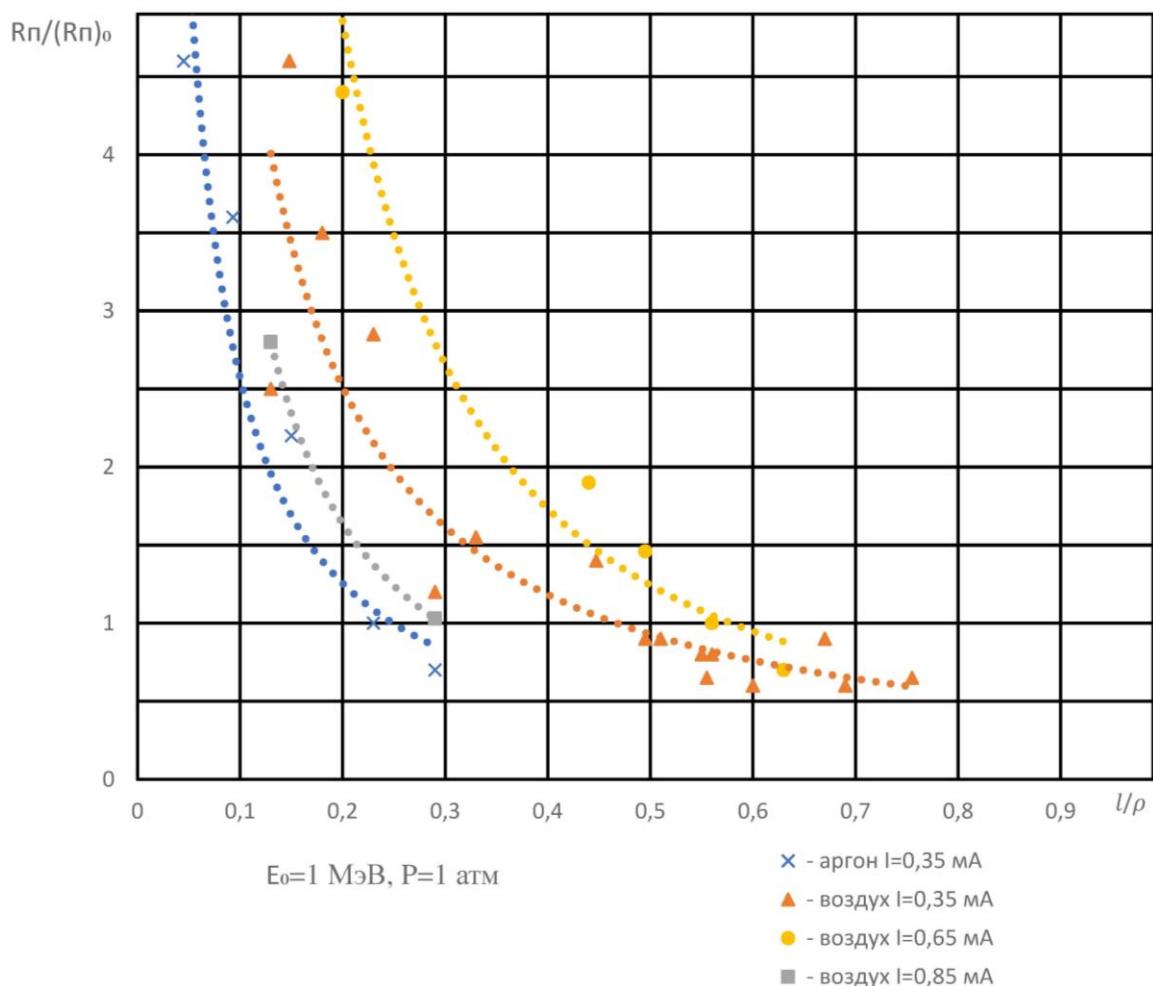


Рис. 4. Влияние продольного магнитного поля на поперечные размеры электронного пучка.

Можно сформулировать следующий вывод в классе неравенств: при распространении электронного пучка в продольном однородном магнитном поле в плотной газовой среде процесс расширения пучка полностью подавляется и пучок распространяется «канализированным» образом, не расширяясь, начиная с значения параметра замагниченности

$$\frac{l(E, Z, n)}{\rho(E, B)} \geq 0,2, \quad (6)$$

где l – длина пробега электронов с энергией E при однократном рассеянии в среде с атомным номером Z и плотностью n ; ρ – ларморовский радиус электронов с энергией E в магнитном поле с индукцией B . В данном случае «каналирование» электронного пучка вызывается продольным однородным магнитным полем в отличие от известного случая, вызываемого взаимодействием электронного пучка с кристаллической решеткой атомов [11].

Продольное однородное магнитное поле оказывает стабилизирующее влияние на процесс зарождения каждого акта однократного рассеяния с доминирующим сечением «рассеяния вперед», корректируя между столкновениями траекторию движения электронов к своему направлению. Начиная с некоторой величины магнитного поля процесс радиального расширения пучка полностью подавляется, точнее сказать, становится пренебрежимо малым.

Безразмерная критериальная обработка (6) позволяет использовать полученное значение l/ρ для электронов с энергией до ~ 10 МэВ, для различных сред и при любом давлении, когда нет коллективного взаимодействия электронов пучка со средой. Разработанный критерий позволяет проводить инженерные расчеты по сопровождающему магнитному полю для различных систем транспортировки и вывода электронного пучка в газовых средах. Из рисунка 4 следует, что эффект «канализированного» распространения электронного пучка начинается в пределах значений $l/\rho = 0,2 \div 0,6$. Для оптимальных минимизированных оценок сопровождающего продольного однородного магнитного поля достаточно, например с двойным запасом, ориентироваться на условие $l/\rho = 1,0$, т.е. $l(E,Z,n) = \rho(E,B)$. В системах вывода изменение магнитного поля B должно соответствовать изменению плотности среды n вдоль тракта вывода.

Заключение

Предложен безразмерный критерий, который позволяет проводить инженерные расчеты по сопровождающему магнитному полю для различных систем транспортировки и вывода электронного пучка в газовых средах.

В продольном однородном магнитном поле в газовой среде процесс расширения пучка полностью подавляется и пучок распространяется «канализированным» образом, не расширяясь, начиная с значения параметра замагниченности $l(E, Z, n)/\rho(E, B)$ больше или равного 0,2, где l – длина пробега электронов с энергией E при однократном рассеянии в среде с атомным номером Z и плотностью n ; ρ – ларморовский радиус электронов с энергией E в магнитном поле с индукцией B .

Безразмерная критериальная обработка позволяет использовать значение параметра замагниченности для различных сред и при любом давлении, когда нет коллективного взаимодействия со средой электронов пучка с начальной энергией до ~ 10 МэВ. Для построения безразмерного критерия рассчитаны полные сечения однократного рассеяния электронов с энергией 0,05÷10 МэВ для газов и паров с $Z = 1 \div 92$ для оценки необходимой длины однократного пробега электронов при требуемом давлении.

Авторы выражают признательность профессору доктору технических наук А.В. Семенкину за консультации и рекомендации при подготовке материалов статьи.

Приложение. Значащие цифры для рисунка 1.

	Z	E(МэВ)	0,05	0,1	0,2	0,4	0,7	1	2	4	10
H	1		1,19	6,906	4,382	3,148	2,661	2,49	2,335	2,298	2,308
He	2		2,359	1,365	8,637	6,185	5,215	4,872	4,556	4,471	4,46
C	6		8,373	4,876	3,084	2,203	1,851	1,725	1,606	1,568	1,562
Al	13		1,994	1,218	7,894	5,694	4,798	4,474	4,16	4,068	4,03
Ar	18		2,676	1,721	1,142	8,392	7,104	6,634	6,173	6,017	5,973
Cu	29		3,606	2,523	1,843	1,4	1,205	1,131	1,058	1,032	1,024
Sn	50		3,849	3,236	2,611	2,144	1,91	1,816	1,719	1,683	1,67
Xe	54		3,867	3,268	2,669	2,22	1,998	1,905	1,808	1,772	1,759
Pb	82		3,363	3,112	2,79	2,495	2,323	2,248	2,164	2,13	2,117
U	92		3,182	3,02	2,746	2,494	2,343	2,274	2,203	2,172	2,161

Литература

1. Головин А.И., Шлойдо А.И. Современные генераторы пучков электронов для технологических применений (обзор) // Успехи прикладной физики. – 2016. – Т. 4. – №. 5. – С. 439-448.
2. Грибков В.А. и др. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. – М.: Круглый год. – 2001. – 528 с.
3. Каменецких А.С., Кайгородов А.С. Плазменно-пучковые технологии. Часть 2. Модификация материалов. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2024. – 132 с.
4. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. – М.: Мир, 1969. – 756 с.
5. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей: в 2 т. Неустойчивости однородной плазмы. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
6. Воробьев А.А., Кононов Б.А. Прохождение электронов через вещество. – Томск: [Изд-во Том. ун-та], 1966. – 178 с.
7. Moliere G. Theorie der streuung schneller geladener teilchen ii mehrfach-und vielfachstreuung // Zeitschrift für Naturforschung A. – 1948. – Т. 3. – №. 2. – С. 78-97.
8. Spenser L.V. Theory of Electron Penetration // Phys. Rev. 1955, 98, 1597.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.1597>
9. Арцимович Л.А. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях: [Учеб. пособие для физ. спец. вузов]. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Наука, 1978. – 224 с.
10. Иевлев В.М. Вывод в атмосферу и исследование мощных стационарных электронных пучков // Известия Академии наук СССР. Энергетика и транспорт. – 1981. – № 3. – С. 3-7.
11. Воробьев С.А. Канализование электронных пучков. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 94 с.

Для цитирования:

Ошев Ю.А., Готовцев К.В. Распространение электронного пучка в газовой среде с продольным однородным магнитным полем // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – №. 1.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.1.12>