

УДК 537.56

ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ СВЧ РАЗРЯДА

Н. А. Дятко, И. В. Кочетов, А. П. Напартович

Предложен способ учета влияния диффузионного ухода электронов на энергетический спектр электронов в плазме СВЧ разряда, создаваемой в щели между двумя диэлектрическими плоскостями. Путем численного решения соответствующего кинетического уравнения исследована зависимость характеристик плазмы (He, Xe), от ширины щели.

В последнее время большое внимание уделяется изучению низкотемпературной плазмы, создаваемой СВЧ полем в различных газах. Для правильной теоретической интерпретации экспериментальных результатов необходима детальная информация об электронных кинетических коэффициентах в такой плазме. Последовательный подход при расчете характеристик электронного газа предполагает нахождение функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), для чего необходимо решать кинетическое уравнение Больцмана.

Обычно решают уравнение для стационарной, пространственно однородной ФРЭЭ, что не всегда оправдано. Так, например, значения пробойных полей рассчитываются из условия $\nu_i = D/\Lambda^2$, где частота ионизации ν_i и коэффициент диффузии D есть функции поля, рассчитанные заранее по пространственно однородной ФРЭЭ (Λ — характерный размер). Очевидно, что при самосогласованном подходе критерий пробоя, который получается из баланса концентрации электронов, должен следовать автоматически из соответствующего кинетического уравнения. Для этого в уравнении Больцмана необходимо удержать член, описывающий диффузионный уход электронов. В настоящей работе на основе численного решения кинетического уравнения исследован случай пробоя газа (Xe, He) в щели между бесконечными плоскими поверхностями. Самосогласованным образом рассчитаны значения пробойных полей в зависимости от ширины щели L . Исследовано влияние величины L на вид ФРЭЭ и такие характеристики плазмы как средняя энергия электронов, коэффициент диффузии, константа скорости ионизации и т. д.

Схема рассматриваемого случая показана на рис. 1. Амплитуда поля в щели считается постоянной, а концентрация электронов (n_e) на стенках равна нулю. Такая ситуация реализуется на начальной стадии пробоя, когда концентрация электронов мала, внешнее поле практически не искажается наличием зарядов на стенках. Дебаевский радиус больше ширины щели, так что диффузию электронов можно считать свободной. Отметим также, что в работе рассматривается случай $\omega \gg \nu_m$ (частота СВЧ поля значительно больше транспортной частоты

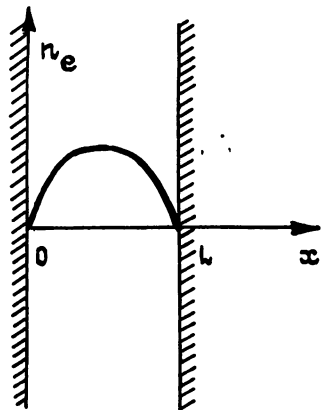


Рис. 1.

соударений электронов с атомами). Это условие выбрано для упрощения, так как в этом случае характеристики плазмы определяются параметром \tilde{E}/ω (аналогичным параметру E/N для постоянного поля), где \tilde{E} — среднеквадратичное значение напряженности поля.

Согласно [1] кинетическое уравнение Больцмана для нулевой гармоника ФРЭЭ в рассматриваемом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \sqrt{u} \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/2} \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{u}{3N Q_m} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \frac{1}{3} \left(\frac{\tilde{E}}{\omega} \right)^2 \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{2e}{m} u^2 Q_m N \frac{\partial f}{\partial u} \right) - \\ - \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial u} \left[u^2 Q_m N \left(f + \frac{kT}{e} \frac{\partial f}{\partial u} \right) \right] - St f = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m , e — масса и заряд электрона, M — масса атома, u — энергия электрона в эВ, Q_m — транспортное сечение рассеяния электрона на атоме, N — число атомов в единице объема, T — температура газа, k — постоянная Больцмана, $St f$ — интеграл неупругих соударений, который записывался в виде

$$St f = \sum_j [(u+u_j) Q_j(u+u_j) f(u+u_j) - u Q_j(u) f(u)] N + \delta(u) v_i \sqrt{m/2e}, \quad (2)$$

где Q_j — сечение возбуждения j -го электронного уровня с квантом u_j (включая и ионизацию). Последний член в (2) описывает появление новых электронов в процессе ионизации, причем считается, что электроны образуются с нулевой энергией, v_i — усредненная по функции распределения частота ионизации. Подробное обоснование такого приближения дано в [2, 3]. В интеграле столкновений не учитываются рекомбинация и электрон — электронные соударения, поскольку считается, что концентрация электронов достаточно мала.

Функция распределения f нормируется на концентрацию электронов

$$\int_0^{\infty} \sqrt{u} f(x, t, u) du = n_e(x, t). \quad (3)$$

В литературе (см., например, [2]) описаны приближения, когда уравнение (1) сводится к уравнению от одной переменной (энергии).

I. ФРЭЭ предполагается стационарной и пространственно однородной, так что в уравнении (1) можно отбросить два первых члена и последнее слагаемое в (2). Такое приближение справедливо при выполнении соотношений $\gamma \ll \nu_u$, $\Lambda \gg \lambda_u$, где γ — характерная частота изменения параметров плазмы, ν_u — частота релаксации энергии электронов, λ_u — длина релаксации энергии ($\lambda_u \approx \sqrt{2T_e/m} / \sqrt{\nu_m \nu_u}$, T_e — температура электронов).

II. Во втором случае учитывается размножение электронов в процессе ионизации в пространственно однородной плазме ($\Lambda \gg \lambda_u$). При этом в уравнении (1) отбрасывается только второй член. Нарастание концентрации электронов предполагается экспоненциальным $n_e(t) = n_0 \exp(\gamma t)$, а функция f представляется в виде $f(u, t) = f_0(u) n_e(t)$. В результате для функции $f_0(u)$ получается интегриродифференциальное уравнение, которое решается итерационными методами. Следует отметить, что различие между приближениями I и II становится существенным при высоких значениях \tilde{E}/ω , когда в ионизацию идет значительная доля энергии.

В обоих описанных случаях предполагается выполненным условие $\Lambda \gg \lambda_u$. Если же это соотношение не выполняется, то в (1) необходимо сохранить второй член. Такая ситуация, например, возникает в задаче, рассматриваемой в данной работе, если $L \simeq \lambda_u$. Для решения уравнения (1) используем метод разделения переменных

$$\dot{f}(u, x, t) = f_0(u) n_e(x, t), \quad n_e(x, t) = n_0 \exp(\gamma t) \sin(\pi x/L), \quad (4)$$

т. е. форма функции распределения предполагается установившейся и не зависящей от x и t . Концентрация электронов экспоненциально возрастает (или убывает) во времени, а профиль концентрации остается неизменным. Такой подход является развитием метода II.

Подставив выражение для f в виде (4) в уравнение (1), получим уравнение для $f_0(u)$:

$$\left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \gamma u^{1/2} f_0 + \frac{u}{3NQ_m} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 f_0 - \frac{1}{3} \left(\frac{\tilde{E}}{\omega}\right) \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{2e}{m} u^2 Q_m N \frac{\partial f_0}{\partial u}\right) - \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial u} \left[u^2 Q_m N \left(f_0 + \frac{kT}{e} \frac{\partial f_0}{\partial u} \right) \right] - \text{St} f_0 = 0. \quad (5)$$

Условие нормировки (3) переписывается в виде

$$\int_0^{\infty} \gamma \bar{u} f_0 du = 1.$$

Для определения γ проинтегрируем (5) по энергии. Получим

$$\gamma = \nu_i - D/(L/\pi)^2, \quad (6)$$

$$\nu_i = N \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} u Q_i f_0 du, \quad D = \frac{1}{3N} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{u}{Q_m} f_0 du.$$

Таким образом, для нахождения f_0 необходимо решать интегродифференциальное уравнение (5), (6). Согласно (5) f_0 зависит от двух параметров \tilde{E}/ω и LN . Последнее легко показать, разделив обе части (5) на N . При $L \rightarrow \infty$ уравнения (5) и (6) переходят в уравнения, соответствующие приближению II.

Заметим также, что соотношение (6) есть уравнение баланса концентрации электронов. Если в результате расчета получается $\gamma > 0$, то это означает, что ионизация преобладает над диффузией и идет нарастание концентрации электронов. Если же $\gamma < 0$, то концентрация электронов уменьшается, что соответствует распаду плазмы. Условию пробоя, естественно, соответствует значение $\gamma = 0$. Следовательно, при самосогласованном подходе к расчету пробойного поля (при заданном LN) необходимо подобрать такое значение \tilde{E}/ω , при котором решение (5), (6) дает $\gamma = 0$.

Умножив уравнение (1) на u и проинтегрировав, получим уравнение баланса энергии электронов

$$\varepsilon = \gamma \bar{u} + \bar{u} D / (L/\pi)^2 + \psi + \sum_j \nu_j u_j, \quad (7)$$

где

$$\varepsilon = -\frac{1}{3} N \left(\frac{2e}{m}\right)^{3/2} \left(\frac{\tilde{E}}{\omega}\right)^2 \int_0^{\infty} u^2 Q_m \frac{\partial f_0}{\partial u} du$$

— мощность, передаваемая электрону от высокочастотного поля,

$$\psi = \frac{2m}{M} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} u^2 Q_m N \left(f_0 + \frac{kT}{e} \frac{\partial f_0}{\partial u} \right) du$$

— мощность, теряемая электроном при упругих соударениях. Последний член в левой части (7) описывает потерю энергии на возбужде-

ние электронных уровней и ионизацию, \bar{u} — средняя энергия электронов,

$$\bar{u}D = \frac{1}{3N} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} u \frac{u}{Q_m} f_0 du.$$

Если грубо оценить $\bar{u}D \approx \bar{u}D$, то два первых слагаемых в правой части (7) дадут

$$\gamma \bar{u} + \bar{u}D / (L/\pi)^2 \approx \nu_i \bar{u}$$

— энергию, расходуемую на нагрев электронов, появляющихся в процессе ионизации.

Как уже упоминалось, расчеты проводились для двух газов He и Xe. Выбор именно этих газов связан с тем, что транспортные сечения взаимодействия электрона с He и Xe существенно различны. Зависимость транспортного сечения Xe от энергии имеет ярко выраженный минимум Рамзауэра. Сечения, использованные в данной работе, взяты из [2] для He и из [4] для Xe. Методика численного решения уравнения (5) аналогична методике, описанной в [2]. Расчеты проводились для комнатной температуры. Было выбрано давление $p=1$ Тор, все

характеристики рассчитывались в зависимости от \bar{E}/ω и L . При необходимости пересчета полученных результатов к другому давлению нужно воспользоваться универсальностью параметра LN . Практика расчетов показала, что используемый метод решения уравнения (5) перестает работать (не сходится итерационная процедура) в области малых \bar{E}/ω и малых L .

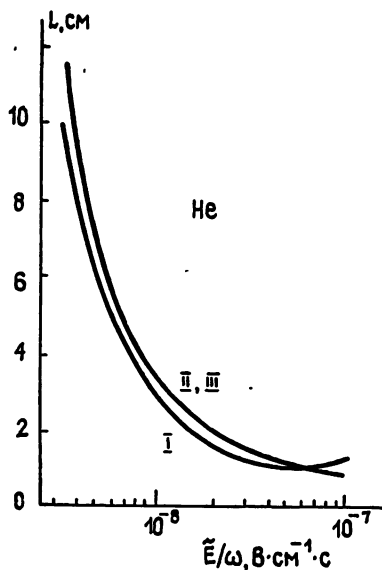


Рис. 2.

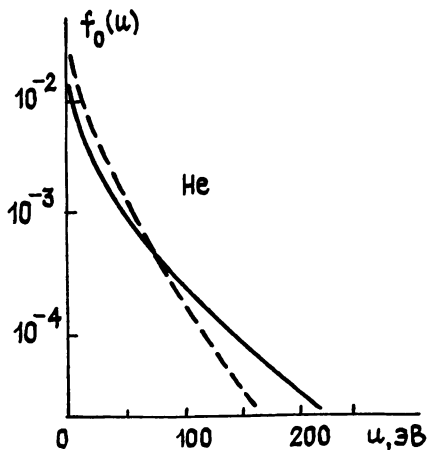


Рис. 3.

Вначале проанализируем результаты, полученные для He. На рис. 2 представлены расчетные значения пробойных полей в зависимости от ширины щели. Для сравнения расчет был проведен в приближениях I, II и развитом в данной работе III. На рисунке соответствующие кривые обозначены цифрами I, II и III. В случаях приближений I и II для заданного \bar{E}/ω рассчитывались D и ν_i , а ширина $L_{пр}$, соответствующая условию пробоя, находилась из соотношения $L_{пр} = \pi \sqrt{D/\nu_i}$. Как показал расчет, результаты, полученные в приближениях II и III, совпадают с графической точностью, а приближение I дает замет-

ное отличие в значении пробойного \tilde{E}/ω при малых $L_{пр}$. Тот факт, что отличие в случаях II и III незначительно, можно пояснить следующим образом. При малых \tilde{E}/ω и, следовательно, больших $L_{пр}$ отличие мало, так как влияние учета размножения электронов в процессе ионизации и диффузионного ухода электронов на ФРЭЭ вообще незначительно. При больших \tilde{E}/ω и, соответственно, малых $L_{пр}$ оказывается мал суммарный вклад (на фоне сильной ионизации) в уравнение (5) двух членов, связанных с диффузией электронов,

$$\frac{u}{3NQ_m} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 f_0 - \sqrt{u} D \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 f_0,$$

в этом случае отличие (5) от уравнения для приближения II будет не очень сильным. Другими словами, можно сказать, что основной вклад в диффузию дают электроны, обладающие энергией порядка средней, влияние диффузии на ФРЭЭ в указанных условиях будет незначительным. В качестве иллюстрации на рис. 3 изображена расчетная ФРЭЭ для условий пробоя при $\tilde{E}/\omega = 10^{-7}$ В·см⁻¹·с, $L_{пр} \approx 1$ см (штриховая линия) и соответствующая ФРЭЭ, рассчитанная без учета диффузии (сплошная линия). Значения D и v_i , соответствующие этим ФРЭЭ, можно определить из рис. 4 и 5, на которых представлены расчетные значения коэффициента диффузии, средней энергии и частоты ионизации для различных значений L . Цифры у кривых на графиках обозначают соответствующие значения L в сантиметрах. Как следует из рисунков, значения D и v_i , рассчитанные без учета диффузии ($L = \infty$), оказываются на 20÷25% больше, чем в случае ее учета. Следовательно, расчетные значения $L_{пр}$ как в приближении II, так и в приближении III будут практически одинаковыми.

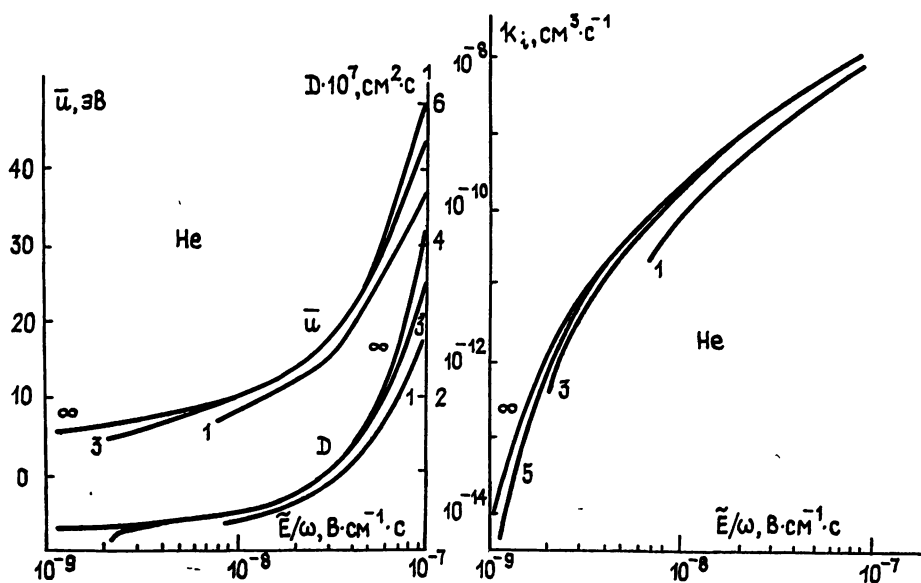


Рис. 4.

Рис. 5.

Кривая зависимости пробойного значения \tilde{E}/ω от L на рис. 2 разбивает плоскость графика на две области. Точки (т.е. значения \tilde{E}/ω и L), лежащие выше кривой, соответствуют условиям, когда ионизация преобладает над диффузией. Точки, лежащие ниже кривой, соответствуют условиям, когда преобладает диффузия (распадающаяся плазма). Анализируя с учетом последнего замечания графики на рис. 4 и 5, следует отметить, что наибольшее влияние учет диффузии оказывает при малых L и малых \tilde{E}/ω , т.е. в условиях распадающейся плазмы.

С точки зрения экспериментальных исследований представляет интерес расчет инкремента (декремента) γ для заданных \tilde{E}/ω и L .

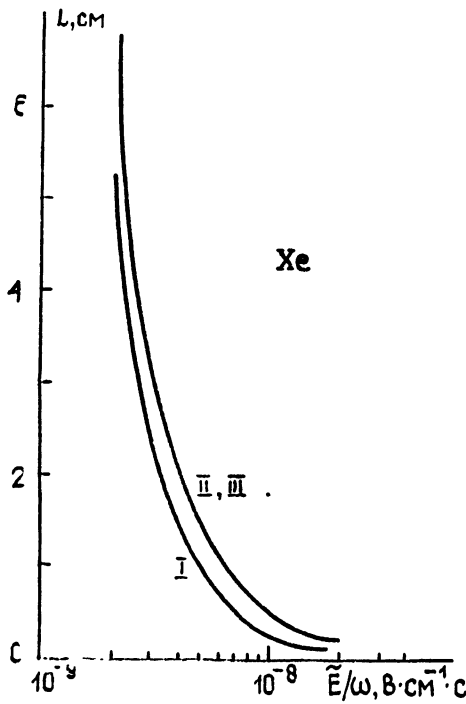


Рис. 6.

Исходя из проведенного анализа, можно предложить следующий способ вычисления γ .

В области параметров \tilde{E}/ω и L , где $\gamma > 0$, а также в области, где \tilde{E}/ω и L близки к пробойным и $\gamma < 0$, можно использовать результаты расчета D и v_i для приближения II (т.е. без учета диффузии), а γ вычислять по формуле (6). В случае же сильного преобладания диффузионного ухода электронов над ионизацией (\tilde{E}/ω малы и L малы), когда $\gamma \approx -D/(L/\pi)^2$, необходимо, вообще говоря, решать уравнение с учетом диффузии электронов.

На рис. 6—8 представлены результаты, полученные для Хе. Смысл всех обозначений на графиках тот же, как и на соответствующих рисунках для Не. Основные выводы, сделанные на основании расчетов

для Не, подтверждаются и в случае Хе. Отметим только некоторое различие. Так, например, константа скорости ионизации (рис. 8) практически не зависит от L . Кривые, построенные для различных L , совпа-

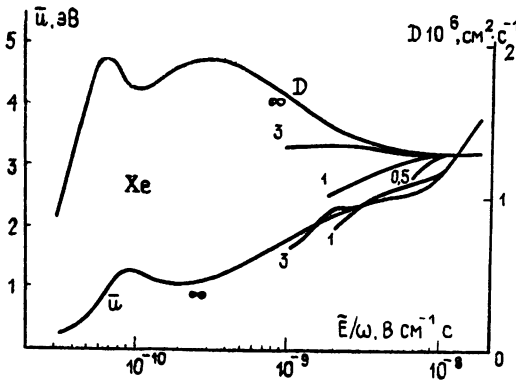


Рис. 7.

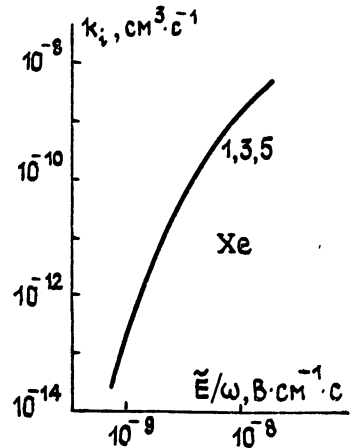


Рис. 8.

дают с графической точностью. Довольно слабо зависят от ширины щели и расчетные значения средней энергии (рис. 7). Наиболее чувствительным к значению L оказывается коэффициент диффузии. Например, значение D , рассчитанное для $\tilde{E}/\omega = 2 \cdot 10^{-9}$ В·см⁻¹·с, без учета диффузии отличается в 1,5 раза по сравнению с величиной, рассчитанной с учетом диффузии при $L = 1$ см.

Отметим также, что при малых значениях \tilde{E}/ω имеет место непо-

нотонная зависимость D и \bar{u} от \bar{E}/ω , что, очевидно, является следствием немонотонности транспортного сечения X_e .

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкаровский И., Джонстон Т., Бочинский М. Кинетика частиц плазмы. — М.: Атомиздат, 1969.
2. Yoshida S., Phelps A. V., Pitchford L. C. // Phys. Rev. 1983. V. 27A. № 6. P. 2858.
3. Дятко Н. А., Кочетов И. В., Напартович А. П., Таран М. Д. Препринт ИАЭ № 3842/12. — М., 1983.
4. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Выскайло Ф. И. и др. Препринт ИАЭ № 3080. — М., 1979.

Поступила в редакцию
5 мая 1987 г.

THE INFLUENCE OF DIFFUSION ON ELECTRON ENERGY DISTRIBUTION FUNCTION IN A LOW-TEMPERATURE PLASMA OF MICROWAVE DISCHARGE

N. A. Djatko, I. V. Kochetov, A. P. Napartovich

A method is proposed to take account of effect of diffusion on the electron energy distribution function in a microwave discharge plasma created between two parallel dielectric planes. The dependence of He, Xe plasma parameters on the gap width is analysed by numerical solution of the appropriate kinetic equation.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М. Магнитные поля галактик. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989 (I кв.). — 20 л.

Книга, не имеющая аналогов в мировой литературе, посвящена новому и активно развивающемуся разделу астрофизики, исследованию магнитных полей галактик. В последнее десятилетие накоплен обширный наблюдательный и теоретический материал, касающийся происхождения и роли галактических магнитных полей. Прогресс в этой области связан с успехами наблюдательной астрофизики и методов обработки данных, которые подробно рассматриваются. Строится простая модель турбулентного динамо, которая объясняет основные наблюдаемые особенности глобальных магнитных полей спиральных галактик. Анализируется также и генерация мелкомасштабных хаотических магнитных полей в межзвездной среде. Рассматривается роль магнитных полей в газовых коронах галактик, в активности ядер галактик и радиогалактиках.

Для специалистов в области космической электродинамики, газодинамики и физики галактик, а также студентов старших курсов.

Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1989 (II кв.). — 15,5 л.

Анализируются результаты экспериментальных и численных исследований электрического взрыва проводников сопутствующих и родственных явлений. Рассматриваются модели расчета физических свойств вещества в широких диапазонах изменения температуры и плотности, сильноточная коммутация импульсных накопителей энергии с помощью электрического взрыва, создание импульсных источников электромагнитных излучений и т. д.

Для научных работников и инженеров, занимающихся исследованием свойств вещества при высоких плотностях энергий, физикой плазмы, теплофизикой и гидродинамикой импульсных высокотемпературных процессов, электрофизикой мощной импульсной энергии и ускорительной техникой.

Вопросы теории плазмы: Сб. ст. Вып. 18 / Под ред. акад. Б. Б. Кадомцева. — М.: Энергоатомиздат, 1989 (III кв.) — 20 л.

Приведены обзоры по теории удержания и переносов в многопробочных магнитных ловушках, по теории переносов в пристеночной плазме токамака и обзор по теории устойчивости сплошной среды с учетом резонансов между движением среды и волной.

Для научных сотрудников в области физики плазмы.