

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД С РЕКУПЕРАЦИЕЙ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ПУЧКА

Л. П. Фоминский

(Новомосковск)

Ионизация газа пучком от электронного ускорителя позволяет осуществлять объемный разряд при высоких давлениях газа [1] и тем самым достигать высокой удельной энергии возбуждения газа, что используется в электроионизационных лазерах [2].

Объемный несамостоятельный разряд, стимулированный электронным пучком, предложено также использовать в плазмохимии для осуществления химических реакций синтеза озона и окислов азота [3]. Применение несамостоятельного разряда для стимулирования химических реакций основано на существующем в таком разряде большом отрыве колебательной температуры молекул газа от поступательной температуры. В результате химические реакции протекают в термодинамически неравновесных условиях, при которых выходы реакций могут быть выше равновесных. В молекулярных газах эффективно возбуждаются лишь несколько первых колебательных уровней, а характерная энергия колебательного кванта $\sim 0,1$ эВ. Поэтому, приняв колебательную температуру молекул ~ 1 эВ, получаем, что необходимая вкладываемая в газ удельная энергия Q должна составлять не менее $5 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$. При этом эффективность химических реакций растет с повышением вкладываемой в газ удельной энергии.

Энергетика электроионизационного разряда, как показано, например, в [2], зависит от проводимости положительного столба разряда, плотность n носителей тока (электронов) в котором определяется конкурирующими процессами ионизации и рекомбинации

$$(1) \quad n = (\psi/\beta)^{1/2},$$

где ψ — скорость ионизации газа; β — коэффициент объемной рекомбинации электронов и ионов в газе. Полагая скорость ионизации газа пучком электронов с плотностью тока J_n , равной $\psi = J_n \alpha p / e$, где α — коэффициент удельной ионизации газа электроном пучка, пар/(см·атм), p — давление газа, атм, e — заряд электрона, можно получить выражение для оценки удельной энергии, вкладываемой в газ за активную стадию разряда:

$$(2) \quad Q = \int_0^{\tau_n} \left(\frac{E}{p} \right)^2 e \mu \left(\frac{J_n \alpha p}{e \beta} \right)^{1/2} dt,$$

где E — напряженность электрического поля в газе; μ — подвижность электронов в газе; τ_n — длительность импульса пучка. При выводе выражения (2) пренебрегаем таунсендовским размножением и прилипанием электронов, что справедливо для азота при $E/p \leq 10 \text{ кВ/(см} \cdot \text{атм)}$.

Колебательные уровни молекул газа наиболее эффективно возбуждаются электронным ударом при $E/p \sim 10 \text{ кВ/(см} \cdot \text{атм)}$, а при более высоких значениях E/p превалирует возбуждение электронных уровней [4]. Поэтому для возбуждения газа электроионизационных лазеров, работающих на колебательных переходах, использовались напряженности поля, соответствующие $E/p \sim 10 \text{ кВ/(см} \cdot \text{атм)}$. Кроме того, напряженность ста-

тического поля нельзя поднять выше напряженности поля самопробоя. При низких величинах E/p (до 30 кВ/(см·атм)), характерных величинах тока пучка $I_n \sim 10$ кА и длительности импульса $\tau_n \sim 10^{-8}$ с экспериментально достигнуты величины Q порядка 1 Дж/(см³·атм).

Можно показать, что при величинах $Q \sim 1$ Дж/(см³·атм) концентрация активных частиц в газе порядка $10^{16} - 10^{17}$ см⁻³·атм⁻¹. Концентрация продуктов химических реакций, идущих с участием активных частиц — того же порядка величина, т. е. не превышает 1%. Столь низкая концентрация продуктов не может удовлетворять потребностям химической технологии, и поэтому остро стоит вопрос дальнейшего повышения величины Q .

Однако дальнейшее повышение удельной вкладываемой в газ энергии при возбуждении колебательных уровней молекул связано с принципиальными трудностями. При высоких значениях Q в результате перегревно-ионизационной неустойчивости в газе за время $\sim 10^{-6}$ с развивается искровой разряд [5]. В работе [6] показано, что предельная плотность энергии, выделяемой в устойчивом разряде, составляет 0,8 Дж/(см³·атм).

В силу указанных трудностей возможности дальнейшего повышения величины Q при сохранении устойчивого объемного разряда в настоящее время практически исчерпаны. Но остается возможность повышения Q при длительностях импульса, меньших времени развития искрового разряда с получением неустойчивого и неоднородного объемного разряда. Если для накачки рабочего газа лазера такой разряд малоприменим, то для целей плазмохимии неоднородность не играет существенной роли.

Повышать Q в таком разряде можно за счет увеличения ионизации газа и плотности тока разряда. Но известно, что при больших плотностях тока существенную роль начинает играть тушение электронным ударом колебательно-возбужденных состояний молекул.

Высказывались опасения [6], что это явление также будет ограничивать плотность энергии объемного разряда. Однако (по оценкам [7]) концентрация электронов n , при которой начинает существенно сказываться девозбуждение электронным ударом при длительности импульса накачки $\sim 10^{-8}$ с, составляет $\sim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻³, в то время как в электроионизационных лазерах достигает $\sim 10^{12} - 10^{14}$ см⁻³, и, следовательно, существуют большие резервы повышения плотности тока разряда.

Но повышение ионизации газа за счет увеличения плотности тока пучка J_n неэкономично, так как величина J_n входит в выражение (2) в степени 1/2, и для достижения больших значений Q требуются слишком высокие плотности тока пучка и очень мощные ускорители.

В известных установках электроионизационного разряда ионизация газа осуществляется с помощью мощных ускорителей электронов. При этом лишь незначительная часть энергии пучка идет на ионизацию газа разрядного промежутка в результате того, что пробег высокоэнергетичных электронов в газе обычно много больше длины межэлектродного зазора l . Снизить же энергию электронов пучка с целью увеличения сечения взаимодействия электронов с молекулами газа не представляется возможным, так как пучок из ускорителя выводится через фольгу, непрозрачную для электронов низкой энергии.

Коэффициент использования пучка K введен в работе [8] как отношение энергии, вложенной разрядом в газ, к энергии, переносимой пучком (кинетической энергии пучка):

$$(3) \quad K = l \int_0^{\tau_p} J_n E dt \int_0^{\tau_n} \frac{U_n}{e} J_n dt,$$

где U_n — энергия электронов пучка; τ_p — длительность импульса разряда. Величина K растет с увеличением длины промежутка l . Но с увеличением l уменьшается пробивная напряженность электрического поля в газе из-за эффекта полного напряжения, поэтому приходится переходить на режим работы с меньшими E/p . В результате величина удельной вкладываемой в газ энергии Q уменьшается.

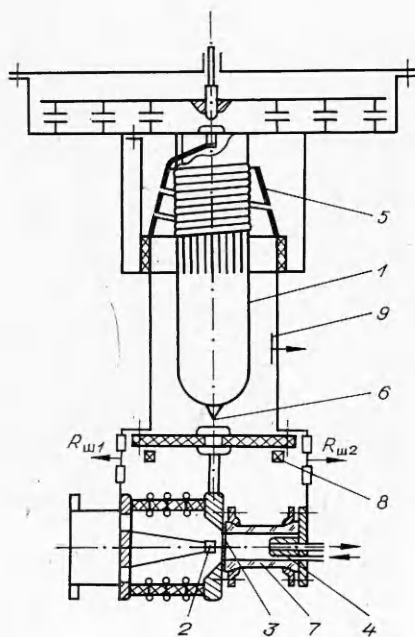
Повысить величину E/p можно, применяя импульсное напряжение и создавая перенапряжение на разрядном промежутке. При высоких значениях E/p эффективно возбуждаются не колебательные, а электронные уровни молекул. Но для целей плазмохимии создание неравновесности за счет возбуждения электронных уровней представляет не меньший интерес, чем за счет колебательных. Например, в [9] показано, что синтез аммиака в тлеющем разряде происходит в основном в области отрицательного тлеющего свечения, в которой, как известно, эффективно возбуждаются электронные уровни молекул газа.

Применение импульсного напряжения вызывает трудности синхронизации импульсов напряжения, прикладываемых к электродам разрядного промежутка, и импульсов пучка электронов. В предложенном в сообщении [10] методе эти трудности обходятся тем, что разность потенциалов на разрядный промежуток подается от того же источника импульсного напряжения, от которого питается ускорительная трубка.

На фиг. 1 изображена схема установки, на которой осуществлялись эксперименты по этому методу. Импульс высокого напряжения с накопителя 1 подавался одновременно на разрядную камеру и на ускорительную трубку с катодом взрывной эмиссии 2. Анод 3 ускорительной трубки и разрядной камеры общий и прозрачен для электронного пучка. Пучок, пролетая анод, попадает в газ разрядного промежутка и тормозится встречным электрическим полем между анодом и катодом 4, затрачивая часть энергии на ионизацию газа, а часть энергии возвращает накопителю (происходит рекуперация энергии электронного пучка). В результате ионизации газа между электродами возникает объемный самостоятельный разряд, величина плотности тока которого определяется плотностью и подвижностью вторичных электронов. Источником тока объемного разряда является накопитель, и в конечном итоге большая часть энергии, запасенной в накопителе (в том числе и рекуперированная энергия), вкладывается в разряд между электродами.

Поскольку сечение ионизации σ при малых энергиях электронов много больше, чем при высоких (например, в азоте при $U_n = 100$ эВ $\sigma = 3 \cdot 10^{-16}$ см², а при 1 МэВ — $\sigma = 10^{-19}$ см²), тормозящийся электрическим полем пучок производит гораздо большую ионизацию в газе, чем обычный высокоэнергетичный пучок. Поэтому можно ожидать больших плотностей тока разряда, нежели в обычных установках.

Вторичные электроны под действием электрического поля движутся в сторону анода, производя возбуждение



Фиг. 1

молекул газа и определяя величину тока разряда. В ту же сторону дрейфуют и электроны пучка, отдавшие кинетическую энергию. Достигнуть катода большая часть электронов пучка не может, поэтому часть разрядного промежутка непосредственно перед катодом в первый момент остается слабоионизованной. Но в результате перераспределения электрического поля в разрядном промежутке напряженность поля в прикатодном слое возрастает, превышая порог ионизации газа, и последний пробивается, становясь фактически неограниченным эмиттером электронов, как и в случае обычного электроионизационного разряда [2]. Величина напряженности электрического поля в разрядном промежутке определяется длиной l промежутка. Изменяя длину l , можно в широких пределах регулировать величину E/p . При низких значениях E/p будут эффективно возбуждаться колебательные уровни молекул газа, при высоких — электронные.

В установке, изображенной на фиг. 1, коаксиальный накопитель, заполненный трансформаторным маслом, заряжался до напряжения 300 кВ при запасаемой энергии 10 Дж. Зарядка накопителя осуществлялась от импульсного трансформатора 5 на связанных контурах. При положительном максимуме напряжения на накопителе срабатывал масляный разрядник 6 типа игла-плоскость, работающий на самопробое. Разброс напряжения срабатывания не превышал 10%, что весьма важно для воспроизводимости экспериментов.

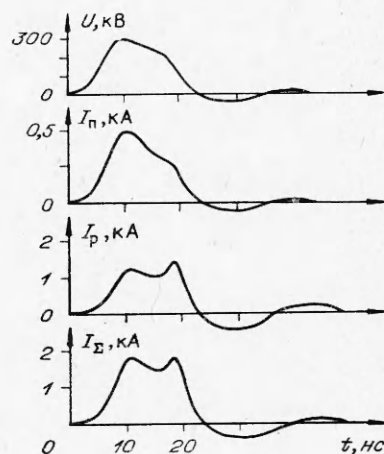
Вакуум в ускорительной трубке составлял $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. Трубочатый катод был изготовлен из ниобиевой фольги толщиной 10 мкм и диаметром 10 мм, анод — из титановой фольги толщиной 50 мкм и диаметром 50 мм. Длина ускоряющего промежутка ~ 1 см.

Разрядной камерой являлась стеклянная трубка 7 диаметром 60 мм. Катод разрядной камеры выполнен в форме электрода Роговского из нержавеющей стали. Длина l разрядного промежутка регулировалась от 2 до 10 см. В разрядную камеру подавался воздух при атмосферном давлении.

Катоды ускорительной трубки и разрядной камеры соединены посредством малоиндуктивных низкоомных шунтов $R_{ш}$ с заземленным корпусом накопителя. Сигналы с шунтов регистрировались осциллографами. Ток разряда накопителя I_{Σ} измерялся импульсным трансформатором тока 8, описанным в работе [11]. Напряжение на накопителе U_n измерялось емкостным делителем 9. Напряжение на аноде U_p — омическим делителем, высоковольтное плечо которого выполнено из резиновой трубки, заполненной раствором медного купороса.

Типичные осциллограммы напряжения на аноде U_p и токов в системе приведены на фиг. 2. Ток пучка I_n , измеряемый шунтом $R_{ш1}$, не превышал 0,5 кА. Ток разряда I_p , измеряемый шунтом $R_{ш2}$, достигал 1,5 кА. Суммарный ток разряда накопителя I_{Σ} , измеряемый импульсным трансформатором тока, достигал 2 кА.

Коэффициент использования электронного пучка в описываемом методе уже не может быть определен как отношение энергии, вложенной в газ разрядом, к энергии, переносимой пучком, ибо последняя в результате рекуперации возвращается в накопитель и в конечном счете также оказывается вложенной в газ.



Фиг. 2

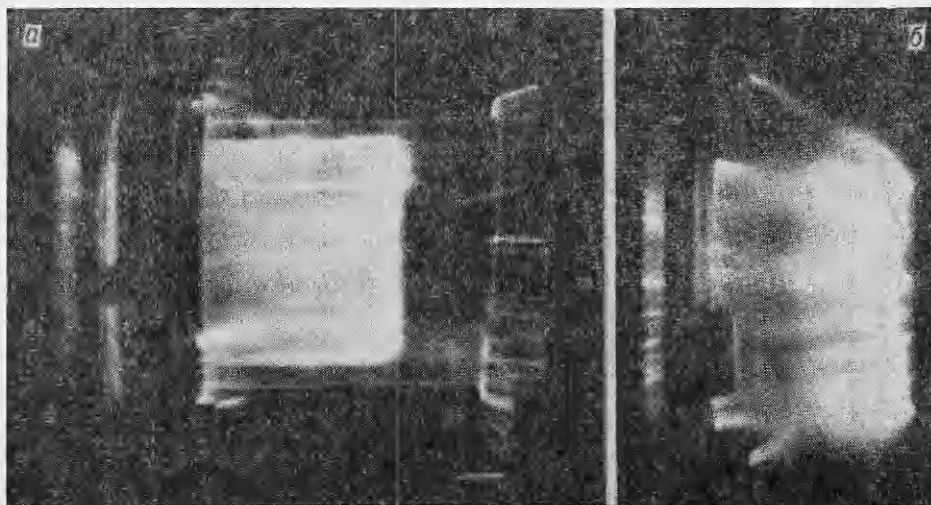
С учетом рекуперации коэффициент использования пучка K , определенный по формуле (3), обращается в бесконечность. Если же ввести K как отношение энергии, вложенной в газ, к разности энергии, затраченной на создание пучка и энергии, отданной пучком в разрядной камере в результате рекуперации и взаимодействия с газом, то это определение будет дублировать понятие КПД ускорительной трубки. Помимо потерь энергии в ускорительной трубке, существуют потери и в других элементах схемы. Поэтому имеет смысл говорить о КПД всего устройства, определив его как отношение энергии, вложенной в газ, к энергии, запасенной в накопителе. Приближенно эта величина может быть выражена в виде

$$(4) \quad K = \int_0^{\tau_p} I_p U_p dt / \frac{1}{2} C U_n^2,$$

где C — емкость накопителя; U_n — напряжение зарядки накопителя. Графическое интегрирование осциллограмм и расчеты по формуле (4) показали, что величина КПД установки достигала 50%.

Разряд в разрядной камере наблюдался визуально и фотографировался. Непосредственно к катоду прилегал тонкий ярко светящийся слой. За ним следовал диффузный (толщиной до 2 см) светящийся слой, хорошо видный на фотографиях свечения разряда (фиг. 3, *а* — разряд в стеклянной трубке, *б* — разряд в воздухе в отсутствие стеклянной трубки, длина разрядного промежутка 6 см). Остальная область между электродами светится слабее фиолетовым свечением. На фоне свечения объемного разряда видны слабые стримеры, не переходящие, однако, в искровой разряд. Яркость свечения промежутка много ниже яркости искры самостоятельного разряда в том же промежутке, осуществлявшегося для сравнения при снятии катодной взрывной эмиссии и в отсутствие пучка электронов.

Описанную картину свечения можно интерпретировать следующим образом. Ярко светящийся тонкий прикатодный слой является неограниченным эмиттером электронов. Ионная проводимость в этом слое достига-



Ф и г. 3

ет величины электронной проводимости в остальном объеме системы, а величина эмиссии автоматически поддерживается на уровне, заданном проводимостью остального объема газа [2]. Следующий за ним светящийся слой толщиной до 2 см имеет, по-видимому, одинаковую природу с отрицательным тлеющим свечением тлеющего разряда. Можно предположить, что в результате неоднородной ионизации газа пучком электронов из ускорительной трубки возникают большие градиенты концентрации электронов в газе и перераспределение потенциала вдоль разрядного промежутка. При этом значительное падение напряжения приходится на прикатодную слабоионизированную пучком область толщиной ~ 1 см. В этой области происходит ускорение электронов, эмиттированных прикатодным слоем. Ускоренные электроны производят как возбуждение электронных уровней молекул газа, так и ионизацию в газе. Наблюдающееся свечение слоя толщиной до 2 см и является следствием взаимодействия ускоренных электронов с газом. В слабо светящейся области, прилегающей к аноду, напряженность поля, по-видимому, не столь высока, и энергии электронов разряда здесь достаточны только для возбуждения колебательных уровней молекул. Эта область является положительным столбом разряда.

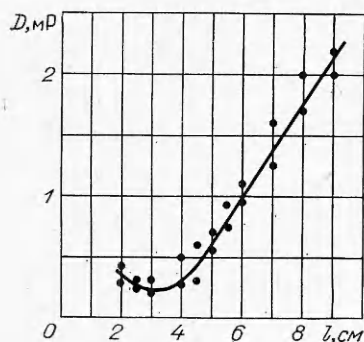
С уменьшением длины разрядного промежутка размер области слабого фиолетового свечения уменьшался, а толщина слоя свечения у катода оставалась почти неизменной, лишь слегка увеличиваясь. При малых длинах разрядного промежутка достигалась средняя напряженность электрического поля свыше 100 кВ/см без перехода объемного разряда в искровой разряд.

На фиг. 4 показана зависимость интегральной дозы рентгеновского излучения, регистрируемого дозиметром ДК-0,2, расположенным на расстоянии 0,5 м от разрядной камеры, от длины l разрядного промежутка. Источником излучения — мишенью в этом эксперименте являлся воздух разрядного промежутка и фольга анода. Рентгеновское излучение генерируется при торможении электронного пучка, вышедшего из ускорительной трубки, за счет столкновений с молекулами воздуха. Но часть энергии электронов пучка отбирается встречным электрическим полем, также тормозящим пучок. Очевидно, что если электрод 4 разрядной камеры отнести на бесконечность, то встречное поле будет равно нулю и вся энергия пучка пойдет на ионизацию газа.

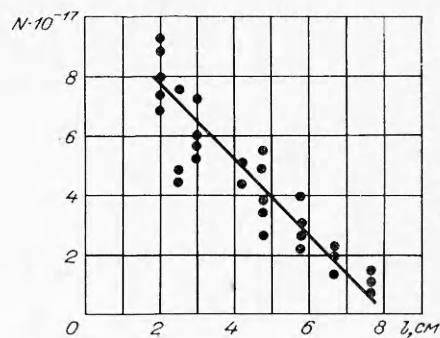
В этом случае доза рентгеновского излучения будет максимальной. С уменьшением длины разрядного промежутка повышается напряженность встречного электрического поля, все большая часть энергии пучка отбирается полем и все меньшая доля энергии идет на ионизацию газа. Соответственно уменьшается доза рентгеновского излучения. Хотя полная ионизация на всей длине свободного пробега электрона в газе с увеличением встречного поля и уменьшается, удельная ионизация на единицу длины пробега значительно возрастает благодаря росту сечения ионизации с уменьшением энергии электрона. Поэтому уменьшение дозы излучения с уменьшением l не противоречит сказанному выше. Минимум дозы излучения при $l \approx 3$ см обусловлен, по-видимому, тем, что при $l < 3$ см напряженность поля превышает 100 кВ/см, начинается интенсивное «убегание» электронов в поле и они бомбардируют фольгу анода со стороны разрядной камеры, вызывая дополнительное рентгеновское излучение при $l < 3$ см [12].

Был проведен химический анализ газа в разрядной камере. Обнаружены озон и окислы азота (NO и NO_2). Анализ газа осуществлялся на хроматографе, а также фотокалориметрическим методом.

Осуществлялось также растворение образующихся окислов азота в перекиси водорода с последующим титрованием раствора. Зависимость



Ф и г. 4



Ф и г. 5

от длины разрядного промежутка l количества образующихся за один разряд молекул окислов азота, поглощенных перекисью водорода и определенных титрованием, приведена на фиг. 5, откуда видно, что выход окислов азота растет, по-видимому, линейно с уменьшением l . Количество энергии, вкладываемой в газ, по-видимому, мало зависит от длины разрядного промежутка, так как в конечном итоге вся энергия накопителя за вычетом потерь, обусловленных КПД устройства, вкладывается в разряд.

Поэтому с уменьшением l при неизменной величине энергии в накопителе удельная вкладываемая в газ энергия увеличивается линейно, хотя мощность разряда растет как $1/l^2$. Это означает, что с уменьшением l уменьшается длительность разряда. При минимальном зазоре $l = 2$ см величина Q не превышала $0,2$ Дж/(см³·атм), средняя напряженность поля составляла 150 кВ/см, а энергетический выход реакций окисления азота составлял 3 молекулы на 100 эВ. При зазоре $l = 8$ см величина Q не превышала $0,05$ Дж/(см³·атм), а энергетический выход окислов азота составлял $0,37$ молекул на 100 эВ при средней напряженности электрического поля $37,5$ кВ/см.

Таким образом, наблюдается рост энергетического выхода окислов азота с увеличением Q и E/p .

Полученные величины выхода окислов азота не хуже значений, полученных при окислении азота в обычном несамостоятельном разряде, возбуждающем колебательные уровни молекул газа, например, в [3]. При значениях $E/p > 30$ кВ/(см·атм) эффективно должны были возбуждаться электронные, а не колебательные уровни молекул. Поэтому можно сделать вывод, что окисление азота в несамостоятельном объемном разряде, возбуждающем электронные уровни молекул, идет не менее эффективно, чем в разрядах, возбуждающих колебательные уровни. Но в описанном методе имеются возможности дальнейшего повышения удельной вкладываемой разрядом в газ энергии до величин, более высоких, чем в обычном электроионизационном разряде.

В описанных экспериментах не были достигнуты высокие значения удельной вкладываемой в газ энергии из-за недостаточной величины запасаемой в накопителе энергии, однако они доказали работоспособность и перспективность схемы.

Поступила 8 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока.— «Докл. АН СССР», 1970, т. 191, № 1, с. 76.
2. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. Электроионизационные лазеры.— «Усп. физ. наук», 1974, т. 114, № 2, с. 213.
3. Грабовский Е. В., Денисенко В. П., Казаков Ю. Б., Максимов Г. П., Русанов В. Д. Импульсный неизоотермический плазмохимический реактор с объемно-текущим разрядом, стимулированным сильноточным электронным пучком.— В кн.: Тезисы докл. II Всесоюз. симпоз. по плазмохимии. I. Рига, «Зинатне», 1975.
4. Nighan W. L. Electron energy distributions and collision rates in electrically excited N_2 , CO and CO_2 .— «Phys. Rev.», 1970, vol. A2, p. 1989.
5. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Газовый разряд при высоких давлениях, инициируемый пучком быстрых электронов.— В кн.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск, «Наука», 1974.
6. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. О предельных энергетических характеристиках импульсных ТЕА-лазеров на CO_2 .— ПМТФ, 1975, № 1, с. 3.
7. Тарасенко В. Ф., Бычков Ю. И. Инфракрасный лазер с поперечным разрядом.— ЖТФ, 1974, т. XLIV, № 5, с. 1100.
8. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Курбатов Ю. А., Месяц Г. А., Филонов А. Г. Эффективность использования пучка быстрых электронов в электроионизационных лазерах атмосферного давления.— ЖТФ, 1975, т. XLV, № 9, с. 1982.
9. Мак-Таггарт Ф. Плазмохимические реакции в электрических разрядах. М., Атомиздат, 1972.
10. Фоминский Л. П. Электроионизационный разряд с рекуперацией электронного пучка.— «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, № 2, с. 129.
11. Лагунов В. М., Пономаренко А. Г., Фоминский Л. П. Формирование интенсивного электронного пучка.— ЖТФ, 1972, т. XLII, № 9, с. 1947.
12. Евдокимов О. В., Яловец А. П. Ионизация газового промежутка быстрыми электронами.— ЖТФ, 1974, т. XLIV, № 1, с. 217.

УДК 533. 951

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ОДНОМЕРНОГО
МАГНИТНО-ЗВУКОВОГО СОЛИТОНА

А. В. Гордеев

(Москва)

Известно, что гидродинамические уравнения для холодных электронов и ионов $\left(nmc^2 \gg \frac{H^2}{8\pi} \gg nT\right)$ имеют решение в виде установившейся уединенной волны, называемой солитоном [1].

В данной работе исследована устойчивость такого течения по отношению к электронным возмущениям геликонного типа [2]. Ранее устойчивость солитонов в приближении Кортевега-де-Фриза исследовалась в работе [3], где показано, что слабый магнитно-гидродинамический солитон устойчив по отношению к возмущениям с отрицательной дисперсией.

В качестве исходной системы уравнений выберем уравнения двухжидкостной гидродинамики в приближении квазинейтральности $n_e = n_i$

$$(1) \quad m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}];$$

$$(2) \quad m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}_i \mathbf{H}];$$