

Краткие сообщения

03;04;10

О режиме формирования электронного пучка в газовом диоде при высоком давлении

© С.Б. Алексеев,¹ В.М. Орловский,¹ В.Ф. Тарасенко,¹ А.Н. Ткачев,² С.И. Яковленко²¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 12 января 2005 г.)

Экспериментально исследованы режимы формирования электронного пучка при повышенном давлении в криптоне, неоне, гелии и азоте. Показано, что при изменении давления криптона от 70 до 760 Торг, неона от 150 до 760 Торг и гелия от 300 до 4560 Торг пучки формируются из убегающих электронов в тот момент, когда плазма в разрядном промежутке приближается к аноду и начинает выполняться нелокальный критерий убегания электронов. Проведены расчеты, моделирующие предыонизацию разрядного промежутка быстрыми электронами, демонстрирующие, что для обеспечения предыонизации разрядного промежутка длительность фронта импульса напряжения при атмосферном давлении должна быть субнаносекундной.

Введение

В работах, подытоженных в обзоре [1], были получены субнаносекундные электронные пучки рекордной амплитуды тока в газовом диоде при атмосферном давлении. Показано, что эти пучки формируются из убегающих электронов в тот момент, когда плазма в разрядном промежутке приближается к аноду и начинает выполняться нелокальный критерий убегания электронов (о нелокальном критерии подробнее см. обзоры [1,2]). Представляет интерес исследовать этот механизм на более широком круге газов (в том числе на тяжелых газах) и при давлениях выше атмосферного. Ранее при давлениях, существенно превышающих атмосферное давление, исследования не проводились. Нами предварительные исследования в этом направлении проведены в работах [3–5].

В данной работе исследованы режимы формирования электронного пучка при повышенных давлениях. Использовались газы: криптон, неон и гелий и азот. Исследования для криптона в этих условиях проведены впервые.

Проведено моделирование распространения группы быстрых электронов, демонстрирующее, что для обеспечения предыонизации разрядного промежутка длительность фронта импульса напряжения при атмосферном давлении должна быть субнаносекундной.

Экспериментальная установка

В экспериментах использовался модернизированный генератор наносекундных импульсов СИНУС, который подробно описан в [6]. В генераторе (рис. 1) была

встроена дополнительная передающая линия с волновым сопротивлением 40Ω . Генератор формировал на согласованной нагрузке 40Ω импульс с напряжением $\sim 180 \text{ kV}$. Длительность импульса на полувывоте составляла $\sim 1.5 \text{ ns}$, при фронте импульса напряжения $\sim 0.5 \text{ ns}$. Катод, как и в работах [3–5], представлял собой набор трех цилиндров (диаметры 12, 22, 30 мм) из Ti фольги толщиной $50 \mu\text{m}$, вставленных друг в друга и закрепленных на дюралеевой подложке. Все цилиндры из фольги имели общую ось. Высота цилиндров уменьшалась на 2 мм от цилиндра с меньшим диаметром к цилиндру с большим диаметром. Зазор газового промежутка изменялся от 10 до 28 мм. Плоский анод, через который осуществлялся вывод электронного пучка, был образован AlBe фольгой толщиной 40–45 μm или сеткой. Зазор газового промежутка изменялся от 10 до 28 мм. Импульс отрицательного напряжения подавался на катод при давлении криптона, или неона, или

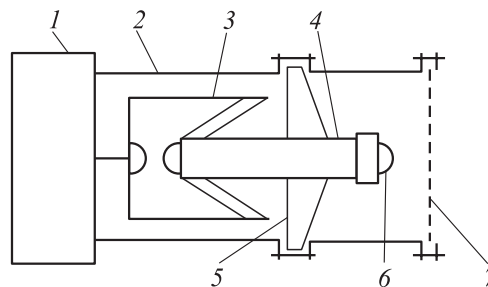


Рис. 1. Блок-схема ускорителя электронов с газовым диодом. 1 — генератор импульсов, 2 — корпус, 3 — обострительный разрядник, 4 — высоковольтный вывод, 5 — изолятор, 6 — катод, 7 — анод.

гелия в газовом промежутке от 1 до 760 Torr. Кроме того, для гелия измерения были проведены при давлении в газовом промежутке от 760 до 4560 Torr (от 1 до 6 atm). Для азота измерения были также проведены при повышенном давлении в газовом промежутке (от 1 до 4 atm).

Ток пучка измерялся с помощью коллекторов различного диаметра (от 12 до 50 мм), установленных на расстоянии 10 мм от фольги. Кроме тока пучка электронов одновременно измерялись „полный“ ток диода и напряжение на промежутке. Для регистрации сигналов с емкостного делителя, коллектора и шунтов применялся осциллограф TDS-7405 с полосой 4 GHz, имеющий до 20 GS/s (20 точек на 1 ns), или осциллограф TDS-334 с полосой 0.3 GHz, имеющий 2.5 GS/s (2.5 точки на 1 ns). Измерения при заполнении газового диода гелием и азотом были проведены с осциллографом TDS-7405, а в криптоне и неоне — с осциллографом TDS-334. Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 показаны зависимости амплитуды тока разряда через диод, напряжения на промежутке, плотности тока пучка электронов за фольгой и длительности импульса тока пучка на полувысоте для криптона и неона, а на рис. 3 и 4 — для гелия. При формировании электронного пучка в гелии измерения были проведены при временном разрешении системы регистрации ~ 0.1 ns и максимальном давлении до 6 atm (рис. 5). Зависимость, приведенная на рис. 2 для криптона подобна зависимостям, полученным нами ранее для гелия и неона [3]. При этом в криптоне, как в более тяжелом газе, плотность тока за фольгой была меньше, а также уменьшилось давление криптона, при котором начинается рост амплитуды тока пучка.

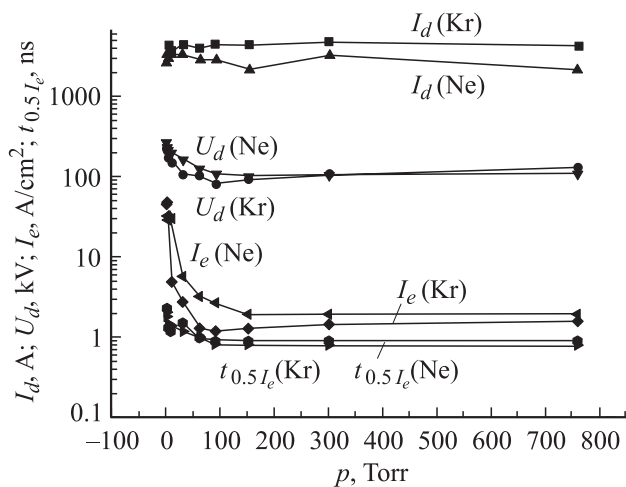


Рис. 2. Зависимость амплитуды тока разряда в диоде (I_d), напряжения на газовом диоде (U_d), плотности тока пучка за фольгой (I_e) и длительности тока пучка на полувысоте ($t_{0.5I_e}$) от давления криптона и неона.

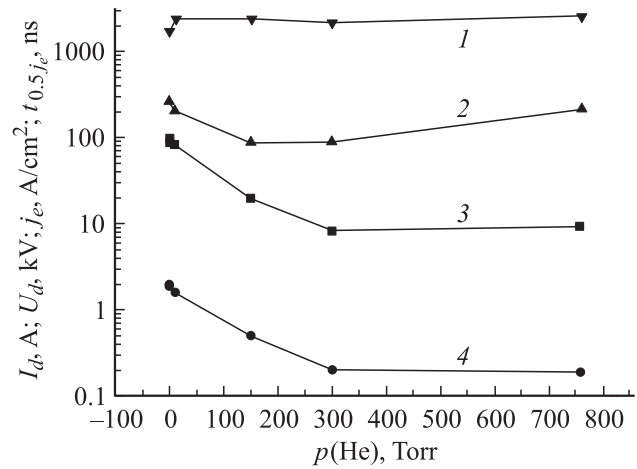


Рис. 3. Зависимость амплитуды тока разряда в диоде (I_d), напряжения на газовом диоде (U_d), плотности тока пучка за фольгой (j_e) и длительности тока пучка на полувысоте ($t_{0.5I_e}$) от давления гелия.

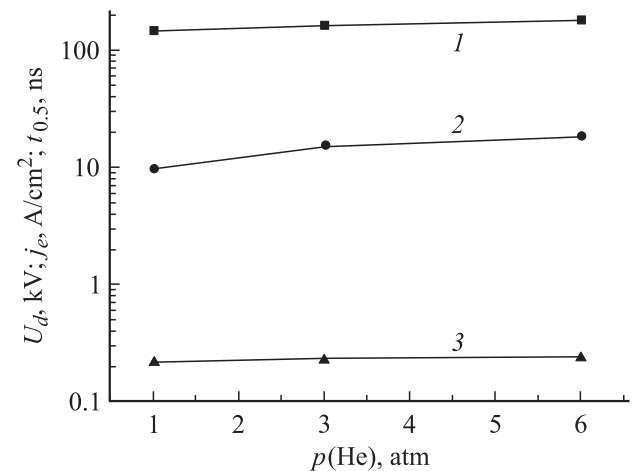


Рис. 4. Зависимость амплитуды напряжения на газовом диоде (U_d), плотности тока пучка за фольгой (j_e) и длительности тока пучка на полувысоте ($t_{0.5I_e}$) при давлениях гелия от 1 до 6 atm и межэлектродном зазоре 16 мм.

Анализируя данные на рис. 2 и 3, можно выделить два основных режима работы диода. Первый режим, который был описан нами ранее в [3], наблюдается при давлениях гелия менее 100 Torr ($E/p > 0.6$ kV/(Torr · cm)), давлениях неона менее 50 Torr ($E/p > 1.2$ kV/(Torr · cm)) и давлениях криптона менее 20 Torr ($E/p > 2.5$ kV/(Torr · cm)). Для него характерно значительное увеличение амплитуды и длительности тока пучка электронов за фольгой при малых давлениях гелия, неона и криптона. Данные зависимости при уменьшении давления соответствуют переходу к режиму ускорения электронов, реализованному в [7]. В этом режиме критическое поле достигается между электродами газового диода или между катодом и областью избыточного положительного заряда в промежутке. Для достижения критического поля в первом режиме

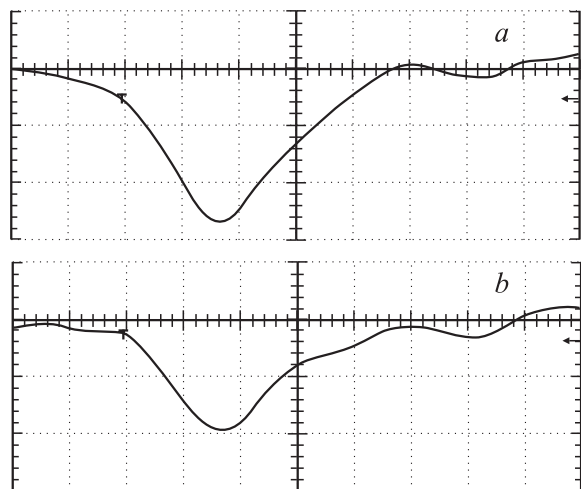


Рис. 5. Осциллограммы импульсов тока пучка электронов, полученные в газовом диоде при давлении гелия 1 (a) и 3 atm (b). Площадь коллектора для регистрации тока пучка 1 cm^2 . Масштаб по горизонтали 0.1 ns/div , масштаб по вертикали 3.7 (a) and 7.8 A/div (b).

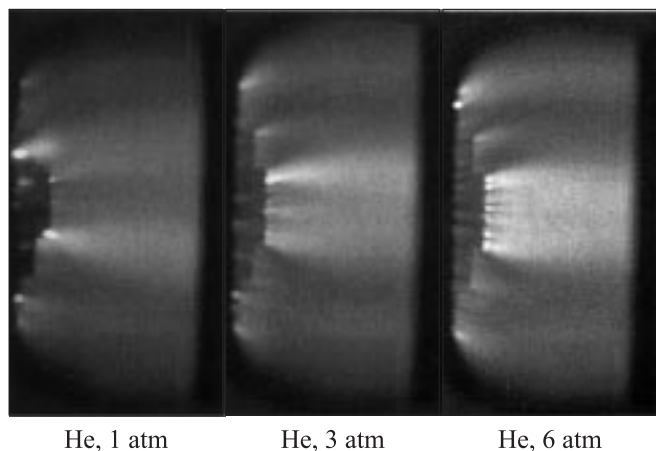


Рис. 6. Свечение разряда в газовом диоде при различных давлениях гелия и межэлектродном зазоре 16 mm .

при повышении давления в газовом диоде необходимо уменьшать межэлектродный зазор до долей миллиметра и менее. Однако в этих условиях из-за увеличения электрического поля на катоде за счет взрывной эмиссии электронов наблюдается образование плазмы на катоде. Катодная плазма очень быстро замыкает промежуток, и электронный пучок убегающих электронов заметной амплитуды не успевает сформироваться.

Наиболее интересен второй режим, который был использован для получения субнаносекундных электронных пучков [1,3–5] при давлении 1 atm и выше. Так, (рис. 2–4) при давлениях гелия более 300 Torr , неона более 100 Torr и криптона более 50 Torr амплитуда тока пучка электронов, амплитуды напряжения на промежутке и тока разряда мало изменяются. При этом значение параметра E/p уменьшилось во всех газах до значений

существенно меньших критических (достаточных для убегающего значительного количества электронов), т.е. изменение давления криптона, неона и гелия в газовом диоде в несколько раз не повлияло на амплитуду тока пучка электронов за фольгой. Такое поведение тока пучка с изменением давления однозначно доказывает предположение о формировании пучка электронов в области между расширяющейся от катода плазмой и анодом. При увеличении давления критическое значение параметра E/p достигается на пропорционально меньшем расстоянии до анода. Отметим, что параметры пучка электронов не будут существенно изменяться в этих условиях только при сохранении объемного характера разряда и его геометрических размеров. В гелии это условие выполнялось и параметры пучка электронов не изменились и при максимальном давлении 6 atm . Формирование пучка электронов при более высоком давлении в данной работе не исследовалось. В работе приведены фотографии свечения разряда в гелии при давлении 1, 3

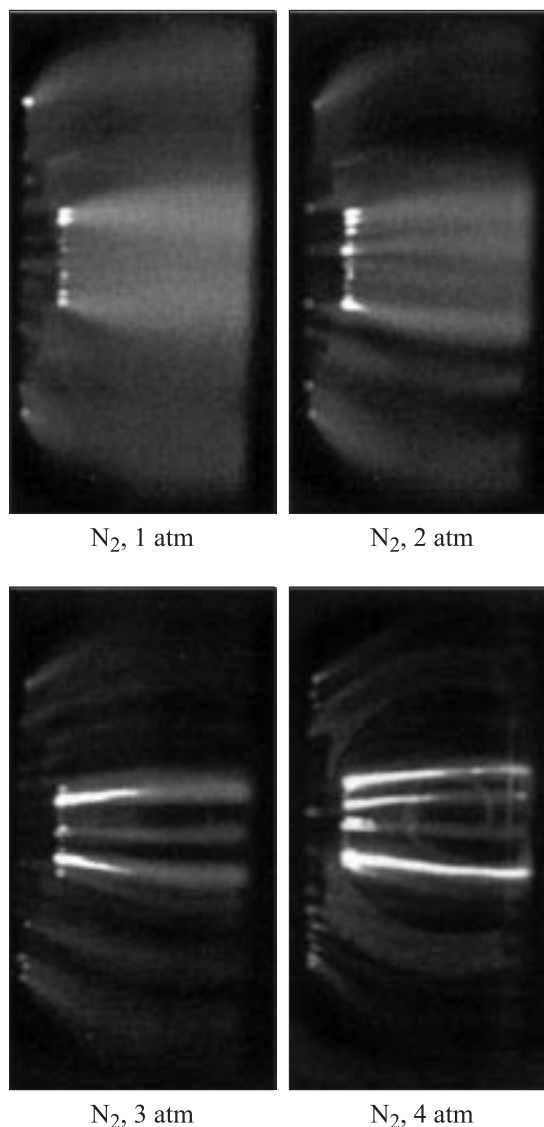


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, при различных давлениях азота.

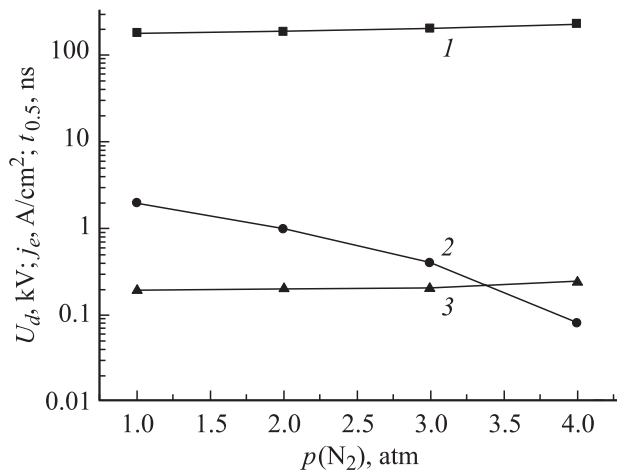


Рис. 8. Зависимость амплитуды импульсов напряжения (1), плотности тока пучка электронов (2) и длительности тока пучка на полувысоте (3) от давления азота при межэлектродном зазоре 16 mm.

и 6 atm и межэлектродном зазоре 16 mm (рис. 6). Видно, что разряд в газовом диоде носит объемный характер и геометрические размеры газоразрядной плазмы сохраняются. Отметим, что во всех используемых в данной работе атомарных газах при исследованных давлениях формировался объемный разряд.

На рис. 7 приведено свечение разряда в азоте при давлениях 1, 2, 3 и 4 atm. При давлении 4 atm яркий канал переключает промежуток. Серия фотографий при различных давлениях на рис. 4 показывает, что канал распространяется от катода. Особо обратим внимание на то, что при увеличении давления меняется форма разряда, а когда искровой канал переключает разрядный промежуток, амплитуда тока пучка резко падает (рис. 7, 8). На рис. 8 показаны для этих условий зависимости напряжения на промежутке, плотности тока пучка электронов за фольгой и длительности импульса тока пучка на полувысоте. Параметры тока пучка измерялись с временным разрешением ~ 0.1 ns. Особенностью формирования пучка в азоте является изменение геометрических размеров разрядной плазмы (рис. 7). При увеличении давления выше 1 atm поперечные размеры плазмы уменьшались, что приводит к уменьшению амплитуды тока пучка (рис. 8). Данное уменьшение амплитуды тока пучка связано с уменьшением величины емкости между плазмой, расширяющейся от катода и анодом. Как показали исследования, амплитуда тока пучка, убегающих электронов зависит от геометрических размеров разрядной плазмы и ее однородности.

Распространение быстрых электронов лавины

Согласно представлениям, подытоженным в [1,2], распространение разряда в плотном газе (в случае формирования электронного пучка) определяется не пере-

носом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. В то же время повышенная фоновая плотность электронов формируется за счет предьонизации газа быстрыми электронами, предшествующими волне размножения. Ниже представлены результаты моделирования распространения группы быстрых электронов в гелии при атмосферном давлении. Моделирование размножения и убегания электронов в гелии было проведено так же, как и в работах [1,2] на основе одной из модификаций метода частиц (подробнее см. [8]). Использовались релятивистские сечения [9].

Прослеживались координаты и импульсы группы самых быстрых электронов. В процессе моделирования отслеживалось общее число электронов n . Если это число на некотором временном шаге превышало заданное значение n_{\max} , то выполнялась процедура отбрасывания части медленных электронов, так чтобы число оставшихся было равно n_{\min} . Оставлялись электроны с максимальными проекциями импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля l_1 и импульса p_1 по всем электронам. После отбрасывания вычислялись и запоминались средние значения координат l_2 , импульса p_2 по группе быстрых электронов. Далее рассматривалось движение и размножение этих быстрых электронов до тех пор, пока $n < n_{\max}$.

Была проведена серия расчетов при различных значениях напряженности электрического поля E . Давление гелия полагалось равным $p = 1$ atm. Движение электронов прослеживалось до момента времени $t = \tau = 1$ ns. Было положено $n_{\max} = 2000$, $n_{\min} = 1000$.

Из результатов расчетов следует, что объемная предьонизация на заданной длине произойдет за заданный промежуток времени лишь в том случае, если падение напряжения на этой длине будет достаточно большим. Для иллюстрации этого факта на рис. 9 представлены зависимости падения напряжения $U = El$

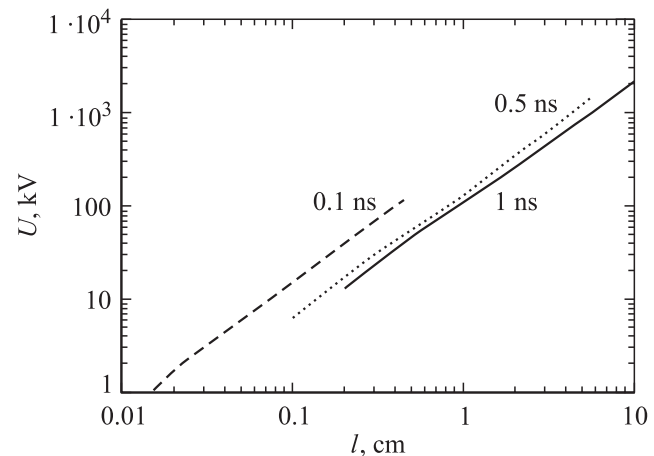


Рис. 9. Зависимость падения напряжения $U = El$ на длине $l = l_1 \approx l_2$, соответствующей средней координате быстрых электронов, от этой длины l для различных моментов времени $\tau = 0.1, 0.5, 1$ ns.

от длины $l = l_1 \approx l_2$, соответствующей средней координате быстрых электронов для различных моментов времени $\tau = 0.1, 0.5, 1$ ns. Эти зависимости показывают, какое напряжение U следует превысить, чтобы быстрые электроны осуществили предыонизацию разрядного промежутка с данным расстоянием между электродами l за время, меньшее τ . Видно, что для осуществления предыонизации за наносекунду сантиметрового промежутка, заполненного гелием, при атмосферном давлении требуется напряжение более 100 kV. Это соответствует экспериментальным фактам.

Впрочем, зависимости на рис. 9 можно трактовать и иначе. Они показывают, что для обеспечения предыонизации разрядного промежутка заданной длины при заданном напряжении длительность фронта импульса должна быть меньше того времени τ , для которого построена данная кривая.

Выводы

Таким образом, выше представлены экспериментальные исследования условий получения убегающих электронов при повышенном давлении в криптоне, ионе и гелии, а также в азоте. В криптоне эти исследования проведены впервые. В неоне при атмосферном давлении получен электронный пучок с плотностью тока пучка более 6 A/cm^2 . При улучшении разрешения системы регистрации в гелии и азоте зафиксирована длительность тока пучка электронов на полувысоте ~ 0.2 ns.

На примере формирования пучка электронов в азоте продемонстрировано, что с появлением искровых каналов условия генерации пучка ухудшаются. Это связано как с уменьшением поперечного размера объемного разряда, так и с закорачиванием электродов искровым разрядом. Эти факты нельзя объяснить, полагая, что пучок электронов за фольгой формируется из электронов, эмиттируемых с конца прорастающего искрового канала [10].

Моделирование распространения быстрых электронов предшествующих электронной лавине показало, что для обеспечения быстрой предыонизации необходимо превысить некоторое значение напряжения, определяемое, в частности, расстоянием между электродами. При этом фронт импульса должен быть короче времени предыонизации. Это приводит к требованию субнаносекундной длительности нарастания напряжения при атмосферном давлении.

Таким образом, при изменении давления криптона от 70 до 760 Torr, неона от 150 до 760 Torr и гелия от 300 до 4560 Torr при подаче наносекундного импульса напряжения с субнаносекундным фронтом формируются пучки из убегающих электронов. Генерация пучка происходит в тот момент, когда плазма в разрядном промежутке приближается к аноду и начинает выполняться нелокальный критерий убегания электронов. При этом распространение разряда происходит за счет размножения фоновых электронов. Повышенная фоновая плотность электронов обеспечивается за счет предыонизации

газа быстрыми электронами, предшествующими волне размножения.

Авторы благодарят С.Д. Коровина за предоставление генератора импульсов СИНУС.

Список литературы

- [1] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [2] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Central European J. Physics (CEJP). 2004. Vol. 2 (4). P. 579–635 (www.cesj.com/physics.html).
- [3] *Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф.* и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2004. № 6. С. 10–18.
- [4] *Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 20. С. 35–41.
- [5] *Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М.* и др. // ДАН. 2004. Т. 398. № 5. С. 611–614.
- [6] *Губанов В.П., Коровин С.Д., Пегаль И.В.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1996. № 12. С. 110–118.
- [7] *Бохан П.А., Колбычев Г.В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1823–1831.
- [8] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Laser Physics. 2002. Vol. 12. N 7. P. 1022–1028.
- [9] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2004. № 2. С. 43–51.
- [10] *Козырев А.В., Королев Ю.Д.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2210–2213.