

мента (время движения ДГ составляет 20—60 нс на при нестабильности запуска импульса подсветки ~ 10 нс). Кроме того, в $H_{\text{нмп}} \sim 20$ Э, как было отмечено выше, форма ДГ несколько искажается, что увеличивает погрешность при определении смещения ДГ. Очевидно, искажения ДГ вызваны изменениями структуры доменной стенки. Согласно теории [5], в ДГ начинаются процессы зарождения и аннигиляции блоховских линий, что приводит к большому разбросу при определении скорости ДГ. При дальнейшем увеличении $H_{\text{нмп}}$ скорость ДГ резко уменьшается до ~ 80 м/с и в интервале $20 \leq H_{\text{нмп}} \leq 80$ Э практически не изменяется. В $H_{\text{нмп}} > 80$ Э скорость ДГ растет пропорционально амплитуде магнитного поля. Для других исследованных образцов $v_{\text{вжк}}$, $v_{\text{нас}}$ имеют сравнимые значения. Подвижность $\mu \sim 2 \times 10^3$ см/Э.с.

Таким образом, в работе экспериментально исследованы динамические свойства ДГ в пленках феррит-гранатов ориентации (210). Установлено существенное увеличение предельной скорости движения ДГ по сравнению с образцами ориентации (111).

Список литературы

- [1] *Schlömann E.* // *J. Appl. Phys.* 1976. Vol. 47. N 3. P. 1142—1150.
- [2] *Wolfe R., Le Craw R. C., Blank S. L., Pierce R. D.* // *Appl. Phys. Let.* 1976. Vol. 29. N 2. P. 815—817.
- [3] *Балбашов А. М., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г.* Препринт Института радиоэлектроники. № 25. М., 1988. 26 с.
- [4] *Zimmer G. J., Gal L., Humprey F. B.* // *AIP Conf Proc.* 1976. N 29. P. 85—86.
- [5] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
26 января 1990 г.

09; 10; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, УЧИТЫВАЮЩИЙ МОДУЛЯЦИЮ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ЕГО ИНЖЕКЦИИ В ЛАЗЕР

А. В. Серов

При описании взаимодействия релятивистского электронного пучка с электромагнитной волной в лазере на свободных электронах (ЛСЭ) обычно считают, что перед входом в ондулятор электронный пучок непрерывен и однороден. На практике параметры пучка всегда модулированы. Модуляция происходит при выводе пучка на ось ондулятора и оптического резонатора, когда электроны движутся через поворотный магнит в неоднородном поле электромагнитного луча. На этом участке траектории частицы в зависимости от начальной фазы приобретают ту или иную дополнительную поперечную скорость, модулируются по энергии, что при дальнейшем движении приведет к пространственной модуляции. Как известно [1], группировка частиц в области замедляющих фаз является тем процессом, который обеспечивает вынужденное излучение и тем самым увеличивает мощность излучения. Модуляция плотности частиц в продольном направлении приводит к росту излучения за счет разницы числа частиц, отдающих энергию волне и приобретающих энергию за счет волны. Такая модуляция успешно используется в оптическом клистроне для повышения коэффициента усиления [2]. Модуляция поперечных скоростей и координат пучка также может вызвать увеличение интенсивности излучения, если частицы, отдающие энергию, будут двигаться в более сильных полях, чем частицы, ускоряемые волной [3]. В этом случае используется разница в величине полей, с которыми взаимодействуют ускоряемые и замедляемые частицы. Поэтому представляет практический интерес изучение влияния модуляции параметров пучка при его инжекции в ЛСЭ на коэффициент усиления. В настоящей работе это влияние исследуется путем численного расчета взаимодействия волны с пучком на всех участках его движения в ЛСЭ от инжекции до выхода из ондулятора.

На рис. 1, а показана схема расположения элементов, через которые проходил пучок. Частицы после поворота в магните проходили пролетное пространство, свободное от постоянных магнитных полей, и попадали в плоский ондулятор. Распределение поперечной составляющей H_x постоянного магнитного поля, создаваемого поворотным магнитом и плоским ондулятором, представлено на рис. 1, б. При расчете движения частицы в поворотном магните учитывалось плавное спадание поля на краю магнита. Поле описывалось выражением

$$H_x = H \left[0.5 + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{\pi}{g} z \right) \right],$$

где H — напряженность магнитного поля вдали от края магнита; g — величина, задаваемая градиентом магнитного поля в средней точке,

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{H} \frac{dH(0)}{dz}; \quad H(0) = 0.5H; \quad H = 1800 \text{ Э.}$$

Ондулятор имел адиабатический вход, т. е. амплитуда магнитного поля плавно нарастала в течение нескольких периодов ондулятора. Кроме того, его магнитное поле возрастало

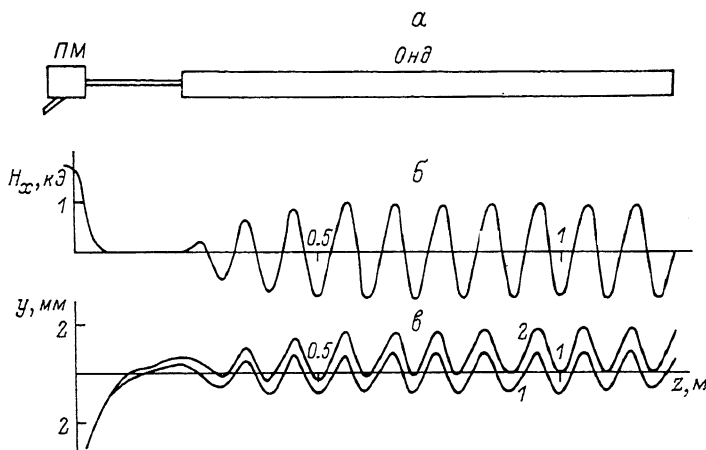


Рис. 1. Схема установки (а), распределение поперечной составляющей постоянного магнитного поля (б), траектории частиц (в).

ПМ — поворотный магнит, ОнД — магнитный ондулятор. Траектория частицы, инжектированной при фазе $\psi = \psi_0$ (1) или $\psi = \psi_0 + \pi$ (2).

с увеличением расстояния от продольной оси. Такое распределение поля обеспечивает фокусирующие свойства ондулятора и в плоском ондуляторе может быть реализовано, если используются магнитные полюса специальной формы [4]. Выражение, описывающее магнитное поле в плоскости симметрии ондулятора, имело вид

$$H_x = H_0 (1 - \exp(-z/l_0)) \cdot \left[1 + \frac{k_0^2 y^2}{2} \right] \cdot \sin k_0 z,$$

где $k_0 = (2\pi)/\lambda_0$; H_0 , λ_0 — напряженность магнитного поля на оси ондулятора и его пространственный период; l_0 — длина нарастания поля.

Ондулятор имел десять периодов, $\lambda_0 = 10$ см, $l_0 = 10$ см, $H = 4000$ Эс. Движение частиц проходило в круглом волноводе диаметром 10 мм, по которому распространялась электромагнитная E_{11} волна с длиной волны $\lambda = 430$ мкм и напряженностью поля $E = 1.5$ кВ/см. Частицы с приведенной энергией $\gamma = 15$ инжектировались в плоскости симметрии ондулятора от стенки волновода под углом 10° к его оси в точке с координатами $x = 0$, $y = 5$ мм, $z = 0$. Координаты и скорости частиц в последующие моменты времени находились путем численного интегрирования системы уравнений, описывающих динамику релятивистских частиц в электромагнитных полях. Уравнения интегрировались методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности, шаг интегрирования $h = 1 \cdot 10^{-12}$ с. На рис. 1, в показаны характерные траектории частиц. Видно, что начальная фаза инжекции существенно влияет на положение траектории относительно продольной оси. Частица, инжектированная в фазе $\psi = \psi_0$, движется ближе к оси, в более сильном поле волны, чем инжектированная в $\psi = \psi_0 + \pi$.

При расчетах вычислялась энергия каждой частицы и энергия всего пучка. Энергия пучка определялась как средняя энергия двадцати частиц, инжектированных друг за другом через равные интервалы фаз $\Delta\varphi=0.1\pi$. Считалось, что энергия, теряемая пучком за время движения от точки инжекции до выхода из ондулятора, передается электромагнитной волне и приводит к росту ее интенсивности. На рис. 2 показаны зависимости коэффициента усиления от пролетного расстояния между поворотным магнитом и ондулятором. Коэффициент усиления $G \sim \Delta\gamma/E^2$; $\Delta\gamma$ — энергия, теряемая пучком; E — напряженность электрического поля волны. Расчеты были проведены для двух случаев. В первом случае (сплошная кривая на рис. 2) учитывалась зависимость полей волны и ондулятора от поперечных координат. Во втором случае (штриховая линия) поля считались плоскими, т. е. не зависели от поперечных координат. Это позволило разделить вклады, вносимые в интенсивность излучения фазовой модуляцией и модуляцией поперечных координат пучка, поскольку при плоских

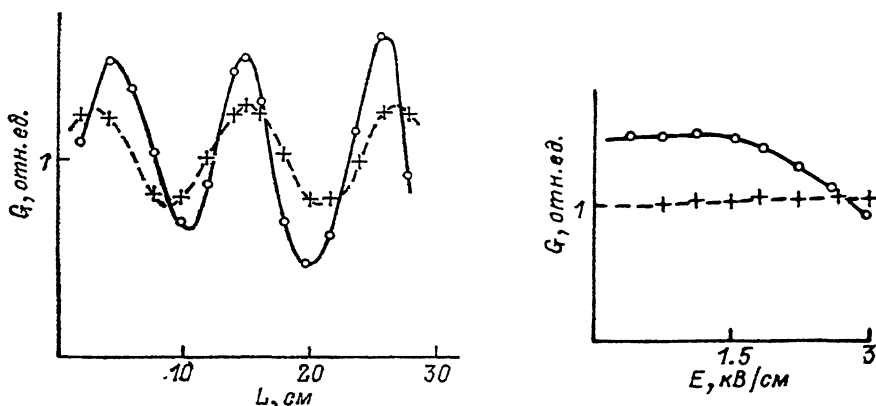


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления G от расстояния между поворотным магнитом и ондулятором L .

Сплошная кривая — поле электромагнитной волны и ондулятора неоднородны в поперечном направлении, штриховая — поля однородны.

Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления G от напряженности поля электромагнитной волны E .

Сплошная кривая — поля электромагнитной волны и ондулятора неоднородны, штриховая — поля однородны; $L=15$ см.

полей ондулятора и волны эффективность взаимодействия пучка с волной не зависит от поперечных координат. Видно, что в данном случае и та, и другая модуляции вносят приблизительно одинаковый вклад. Зависимости, представленные на рис. 2, имеют осциллирующий характер. Это можно объяснить следующим образом. Поскольку при движении в пролетном пространстве волна скользит относительно пучка, то одни и те же частицы в зависимости от длины пролетного пространства будут попадать в ондулятор при различных фазах. Для того чтобы модуляция приводила к увеличению интенсивности излучения, необходимо, чтобы в случае фазовой модуляции часть сгустка с наибольшей плотностью частиц инжектировалась в такие фазы, при которых происходит передача энергии от пучка к волне, а в случае модуляции по поперечным координатам нужно, чтобы замедляемые частицы двигались вблизи оси ондулятора в максимальном поле волны. Период осцилляций интенсивности излучения равен расстоянию, на котором волна обгонит пучок на одну длину волны. Такая зависимость согласуется с экспериментально измеренной при исследовании ЛСЭ, использующего поворотный магнит вместо ондулятора [5]. Расчеты показывают, что, подбирая расстояние между магнитом и ондулятором, можно значительно увеличить коэффициент усиления ЛСЭ.

Рассмотрено влияние модуляции параметров пучка на коэффициент усиления и в другой схеме ЛСЭ. В работах [6] описаны эксперименты с ЛСЭ, в котором зеркала резонатора выполнены из тонкой майларовой пленки с напыленным металлическим покрытием, а инжекция релятивистского пучка в резонатор происходит через зеркало. При движении в поворотном магните поле волны на частицы не действует. Однако, как показали расчеты, в этом случае модуляция параметров происходит еще более эффективно, поскольку частицы вводятся в резонатор в точке с максимальной напряженностью поля волны. Это приводит при тех же параметрах волны и ондулятора к увеличению амплитуды осцилляций коэффи-

циента усиления при изменении расстояния между зеркалом (точкой инжекции пучка в лазер) и ондулятором.

Было исследовано влияние неоднородности полей волны и ондулятора на зависимость коэффициента усиления от мощности излучения. При фиксированном расстоянии между поворотным магнитом и ондулятором рассчитывалась зависимость энергии, излучаемой пучком в ЛСЭ, от напряженности поля волны. Так же, как и в предыдущем случае, расчеты велись и для реальных пространственных распределений полей волны и ондулятора, и для однородных в поперечных направлениях полей. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Расчеты показали, что неоднородность полей ондулятора и волны приводит к снижению напряженности поля волны, при которой происходит насыщение энергии, теряемой пучком на излучение и, следовательно, падение коэффициента усиления лазера.

Список литературы

- [1] Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 7. С. 1543—1552.
- [2] Винокуров Н. А., Скрипский А. Н. // Препринт ИЯФ. № 77-59. Новосибирск, 1977. 10 с.
- [3] Серов А. В. // Препринт ФИАН. № 174. М., 1983. 15 с. Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 3. С. 516—521.
- [4] Алексеев В. И., Алиева Е. В., Беловинцев К. А. // Препринт ФИАН. № 192. М., 1988. 29 с.
- [5] Серов А. В. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1989. Вып. 12. С. 38—40.
- [6] Алексеев В. И., Алиева Е. В., Беловинцев К. А. и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1987. Вып. 12. С. 40—41. ДАН СССР. 1989. Т. 306. № 3. С. 580—583.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
25 января 1990 г.
В окончательной редакции
12 декабря 1990 г.

04

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1992

© 1991 г.

АТМОСФЕРНЫЙ БАРЬЕРНЫЙ РАЗРЯД В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. В. Шалимов, С. А. Дауэнгауэр, Е. В. Беспалова, О. Г. Песков

Газовые разряды, возбуждаемые в неоднородном электрическом поле, широко используются в устройствах и аппаратах, применяемых как в технологическом, так и в научно-исследовательском аспектах в ряде областей науки и техники [1]. Эффективность работы таких устройств определяется главным образом излучательными и динамическими характеристиками плазмы разряда, скоростью развития разряда, мощностью накачки разрядного промежутка. Устойчивость разряда во многом определяет указанные характеристики [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по возбуждению и поддержанию в течение длительных ($>10^4$ с) промежутков времени барьерного разряда в атмосфере воздуха при нормальном давлении в системе электродов игла—плоскость.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Игольчатый электрод диаметром 30—250 мкм выполнен из вольфрама или нержавеющей стали, плоский электрод — пластина из нержавеющей стали, охлаждаемая водой. В качестве барьерного диэлектрика использовалась полимерная пленка ПМ-1, имеющая кратковременную электрическую прочность $E_{пр} = 230$ МВ/м и исходную толщину $d_0 = 40$ мкм. Питание осуществлялось от источника высоковольтного напряжения частотой 50 Гц. В процессе эксперимента варьировались межэлектродное расстояние игла—плоскость (от $1 \cdot 10^{-3}$ до $4 \cdot 10^{-3}$ м) и толщина барьерного слоя диэлектрика (число слоев пленки полимера ПМ-1 $n = 1-3$). За поведением разряда следили посредством анализа осциллограмм и визуально.

Динамическое давление плазмы разряда измеряли в системе электродов игла—гибкая металлическая пластина толщиной 30 мкм и жесткостью $k = 300$ Н/м. Механическое давле-