

УДК 621.385.6

ВЛИЯНИЕ КРАЕВЫХ ПОЛЕЙ В МАГНИТНЫХ ОНДУЛЯТОРАХ С ВЕДУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА СКОРОСТНОЙ РАЗБРОС ВИНТОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

А. Ф. Александров, В. А. Кубарев, А. В. Михайлов

(кафедра физической электроники)

Рассмотрено формирование релятивистских винтовых электронных пучков в плоских и коаксиальных магнитных ондуляторах с ведущим магнитным полем; при этом учитывались краевые поля ондулятора. Показано, что возможно получение пучков с малым разбросом скоростей.

Для создания эффективных мазеров на циклотронном резонансе, гиротронов и других типов гироприборов требуются высококачественные винтовые электронные пучки (ВЭП) с малым разбросом скоростей [1]. В связи с этим становится актуальной проблема получения таких пучков [2, 3]. Широко используемые в гиротронах магнетронно-инжекторные пушки не всегда могут обеспечить требуемые параметры ВЭП, в частности при повышенных напряжениях и токах, что связано с формированием пучка в основном в прикатодной области.

Поэтому рассматриваются и другие способы создания ВЭП — формирование качественного прямолинейного электронного пучка и преобразование его в винтовой в неадиабатических электромагнитных полях [4–7]. Так, в работе [4] подобная схема с кикером (короткая катушка) позволила получить ВЭП с разбросом осцилляторных скоростей не более 3% при токе 100 А и энергии электронов 500 кэВ и реализовать генерацию в мазере на циклотронном резонансе, КПД которого на длине волны 7,9 мм (26%) близок к теоретическому (30%). При этом, однако, оказалось необходимым существенное ограничение поперечной апертуры пучка, и в результате вместо первоначального тока 3 кА использовалось только 100 А, поэтому реальный КПД был значительно ниже.

Для формирования сильноточных релятивистских ВЭП необходимо их пространственное развитие, что возможно в ондуляторах различных конструкций [5–8]. Наложение ведущего магнитного поля в области транспортировки пучка позволяет как обеспечить его фокусировку, так и (при реализации режима резонансной накачки) существенно снизить требуемую величину ондуляторного поля [7]. При этом разброс электронов по скоростям, в основном связанный с неоднородностью поля ондулятора на поперечной толщине пучка, можно значительно уменьшить в ондуляторах симметричной (плоской [5] или коаксиальной [6]) конструкции при инжекции электронов в минимум амплитуды накачки [7].

Способы расчета указанных ондуляторов изложены в работах [5, 6]. Используя метод функций Грина для периодических источников, для бесконечных ондуляторов поле можно представить в виде ряда по пространственным гармоникам. Их амплитуды быстро убывают с ростом номера, и основную роль, как правило, играет основная — резонансная. Анализ

динамики пучка в неадиабатических ондуляторах с ведущим магнитным полем позволил получить выражения для реальных поперечных импульсов частиц, амплитуды накачки и длины ондулятора, а также оценку разброса по скоростям, обусловленного поперечной неоднородностью ондуляторного поля на толщине пучка [7]. В работе [7] показано, что для повышения максимального пичч-фактора ВЭП $g = p_{\perp}/p_z$, где p_{\perp} , p_z — соответственно поперечный и продольный импульсы электронов, нужно увеличивать амплитуду поля ондулятора и уменьшать его длину. При этом оказывается, что значениям $g \approx 1$, оптимальным для создания эффективного циклотронного излучения пучка, соответствуют довольно короткие ондуляторы длиной в несколько периодов.

Ясно, что при этом пространственный спектр ондуляторного поля обогащается низкими частотами и существенное влияние на формирование ВЭП оказывают краевые поля, спадающие на расстоянии порядка цикла ондулятора.

Далее проведен анализ работы плоских и коаксиальных магнитных ондуляторов с однородным ведущим магнитным полем.

1. Рассмотрим плоский ондулятор в виде периодической последовательности проводников прямоугольного сечения (рис. 1): d — период ондулятора; a — ширина проводника; x_1 , x_2 — расстояния от плоскости симметрии системы до внутреннего и наружного его краев; x , y , z — координаты точки, в которой вычисляется поле. Обозначим координаты элемента тока как x' , y' , z' ; $k = 2\pi/d$ — волновое число; I — полный ток в каждом из проводников. Токи в соседних шинах направлены навстречу друг другу. Ведущее магнитное поле создается независимо внешним соленоидом.

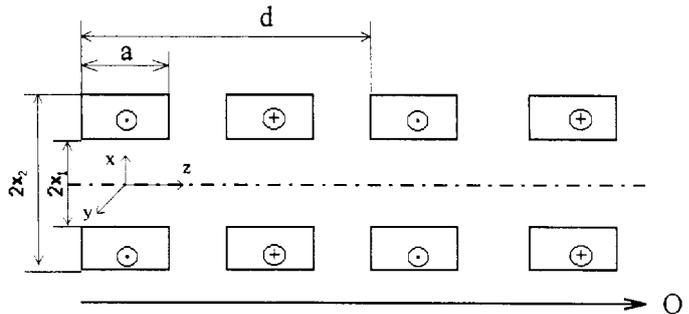


Рис. 1. Схема магнитного ондулятора

Считая плотность тока в проводниках однородной, для компонент ондуляторного поля получим

$$\frac{B_x}{B_0} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N (-1)^{i+1} k_i \int_{x_1}^{x_2} \left\{ \ln \frac{(z_{2i} - z)^2 + (x' - x)^2}{(z_{1i} - z)^2 + (x' - x)^2} + \ln \frac{(z_{2i} - z)^2 + (x' + x)^2}{(z_{1i} - z)^2 + (x' + x)^2} \right\} dx',$$

$$\frac{B_z}{B_0} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N (-1)^{i+1} k_i \int_{z_{1i}}^{z_{2i}} \left\{ \ln \frac{(z' - z)^2 + (x_2 - x)^2}{(z' - z)^2 + (x_1 - x)^2} - \ln \frac{(z' - z)^2 + (x_2 + x)^2}{(z' - z)^2 + (x_1 + x)^2} \right\} dz',$$

$$B_0 = \frac{\mu_0 I d}{2\pi a(x_2 - x_1)},$$

где N — количество проводников (полупериодов ондулятора); z_{1i}, z_{2i} — координаты соответственно левого и правого краев i -го проводника; k_i — коэффициенты, которые могут отражать профилирование тока по длине ондулятора (для четного числа проводников $k_1 = 1$).

Расчет ондуляторных полей проводился далее методом конечных элементов, при этом каждый проводник аппроксимировался витками малого поперечного сечения. Так, распределение B_x -компоненты поля в плоскости симметрии ($x = 0$) представлено на рис. 2 для $d = 1,6$ см, $a = d/3 = 0,533$ см, $x_1 = 0,4$ см, $x_2 = 0,6$ см, $N = 6$ (три периода). Для сравнения приведена первая пространственная гармоника аналогичного бесконечного ондулятора.

Отметим, что возможно использование ондуляторов и с полупелым числом периодов (нечетное N). Тогда из условия равенства нулю суммарного тока в крайних проводниках токи должны быть равны $I/2$.

2. Коаксиальный ондулятор со встречным включением катушек [6] можно получить путем сворачивания проводников тока, изображенных на рис. 1, в цилиндр с осью симметрии O . Введем обозначения: a_{1e}, a_{2e} — внутренний и наружный радиусы внешней катушки; a_{1i}, a_{2i} — то же для внутренней катушки;

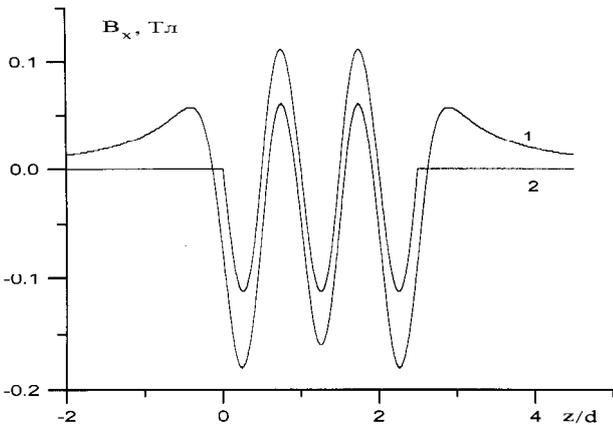


Рис. 2. Распределение поля B_x по длине ондулятора с учетом краев (кривая 1, $N = 6$) и основная пространственная гармоника для соответствующего бесконечного ондулятора (2)

j — плотность тока в них. В качестве конечных элементов естественно выбрать круговые витки, векторный потенциал для которых имеет только азимутальную компоненту и равен [9]

$$A_\varphi = \frac{\mu_0 j dS}{\pi \kappa} \sqrt{\frac{r'}{r}} \left\{ \left(1 - \frac{\kappa^2}{2} \right) K - E \right\},$$

$$\kappa^2 = \frac{4rr'}{[(r+r')^2 + \zeta^2]},$$

где r', z', dS — радиус витка, его положение и площадь поперечного сечения; $r, \zeta = z - z'$ — координаты точки, в которой вычисляется поле; K, E — полные эллиптические интегралы первого и второго рода с модулем κ .

Вычисление компонент поля одиночного витка даст

$$dB_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} = \frac{\mu_0 j dS}{2\pi} \frac{\zeta}{r[(r+r')^2 + \zeta^2]^{1/2}} \times \left\{ -K + \frac{r'^2 + r^2 + \zeta^2}{(r-r')^2 + \zeta^2} E \right\},$$

$$dB_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} = \frac{\mu_0 j dS}{2\pi} \frac{1}{[(r+r')^2 + \zeta^2]^{1/2}} \times \left\{ K + \frac{r'^2 - r^2 - \zeta^2}{(r-r')^2 + \zeta^2} E \right\}.$$

Полное поле ондулятора можно получить путем интегрирования выражений (1) по поперечному сечению всех его катушек или суммированием полей от конечных витков, из которых они состоят. При этом значения входящих эллиптических интегралов вычислялись методом арифметико-геометрического среднего [10]. Полученные вдали от краев ондулятора (для «длинных» систем $N \gg 1$) распределения полей согласуются с рассчитанными в работе [6].

3. Формирование ВЭП в рассмотренных ондуляторах с однородным ведущим магнитным полем B рассматривалось на основе следующих уравнений движения:

$$\frac{dp_x}{d\xi} = -\mu \frac{p_y}{p_z} \left(1 + \frac{B_z}{B} \right), \quad \frac{dx}{d\xi} = \frac{p_x}{p_z},$$

$$\frac{dp_y}{d\xi} = \mu \frac{p_x}{p_z} \left(1 + \frac{B_z}{B} \right) - \mu \frac{B_x}{B}, \quad \frac{dy}{d\xi} = \frac{p_y}{p_z},$$

$$\frac{dp_z}{d\xi} = \mu \frac{p_y}{p_z} \frac{B_z}{B},$$

где p_x, p_y, p_z — нормированные на mc (m — масса электрона, c — скорость света) компоненты импульса электронов; $\mu = eB/(mck)$; координаты частиц нормированы на k : $\xi = kz$. Напомним, что резонансное значение ведущего магнитного поля B_r соответствует выполнению условия $\mu = p_0 = p_z(0)$ [7]; от-

клонение от резонанса удобно характеризовать расстройкой $\delta = 1 - B/B_r$.

При моделировании динамики электронного пучка предполагалось, что на входе в ондулятор он прямолинейный ($p_x = p_y = 0$), частицы равномерно распределены по толщине пучка ($2x_0$), а их начальные энергии выбирались с учетом статического провисания потенциала: $\gamma = \gamma_0 \{1 + \chi [x(0)/x_0]^2\}$, где γ_0 — релятивистский фактор в центре пучка, $-x_0 < x(0) < x_0$ — начальная поперечная координата, $\chi = eI_b dx_0 / (2mc^3 p_0)$ — параметр тока пучка (I_b — его погонная плотность). Начальная продольная координата электронов выбиралась достаточно далеко от края ондулятора — на расстоянии в 2–3 периода; дальнейшее ее увеличение не изменяло параметров ВЭП.

Характерные параметры пучков в ондуляторах различной длины при $d = 1,6$ см, $a = d/3 = 0,533$ см, $x_1 = 0,4$ см, $x_2 = 0,6$ см, $kx_0 = 0,5$ ($x_0 \approx 1,3$ мм), энергии электронов 0,3 МэВ, $I_b = 0,5$ кА/см, $\delta = 0$ приведены в таблице. Выбраны значения тока I в ондуляторах, при которых питч-фактор ВЭП g близок к максимально достижимому при взятой расстройке резонанса. Отметим, что при других энергиях аналогичные закрутки пучка получаются при токах, удовлетворяющих соотношению подобия: $I/p_0 = \text{const}(N)$ [7]. Для увеличения питч-фактора можно далее использовать участок адиабатически нарастающего магнитного поля, как это делается в гиротронах. Относительный разброс поперечных импульсов δp_{\perp} прежде всего определяется толщиной пучка; качественная его оценка для рассматриваемых симметричных ондуляторов приведена в работе [7]: $\delta p_{\perp} \approx (kx_0)^2/6$, что для выбранных значений составляет около 4%. Из таблицы видно, что разброс существенно возрастает в коротких ондуляторах длиной меньше трех периодов.

Зависимости параметров ВЭП от тока в ондуляторе с $N = 6$ (три периода) представлены на рис. 3, а. Наличие минимума в разбросе поперечных импульсов связано со следующим механизмом фокусировки: внесосевые частицы находятся в более сильном ондуляторном поле, чем осевые, и соответственно приобретают большие импульсы, но на меньшей длине. В результате при оптимальном токе ондулятора на его выходе поперечные импульсы различных по начальной поперечной координате электронов могут быть близки, а разброс минимален.

Анализ соответствующих зависимостей от расстройки (величины ведущего магнитного поля) (рис. 3, б) показал, что оптимальные режимы вблизи точного резонанса, где питч-фактор максимален, а разбросы импульсов малы.

Аналогичные результаты получены для коаксиальных ондуляторов.

Таким образом, при оптимальных условиях в рассмотренных ондуляторах возможно формирование релятивистских винтовых электронных пучков с малым разбросом скоростей.

Параметры ВЭП, формируемых в ондуляторах с различным числом полупериодов N

| N | 5*) | 6 | 7*) | 8 | 9*) |
|------------------------|------|------|------|------|------|
| I , кА | 2,8 | 1,75 | 1,85 | 1,3 | 1,25 |
| g | 0,87 | 0,73 | 0,71 | 0,62 | 0,63 |
| δp_{\perp} , % | 9 | 2,2 | 2,6 | 2,2 | 3 |
| δp_z , % | 6,2 | 1 | 1 | 0,6 | 0,4 |

*) $k_1 = k_N = 0,5$.

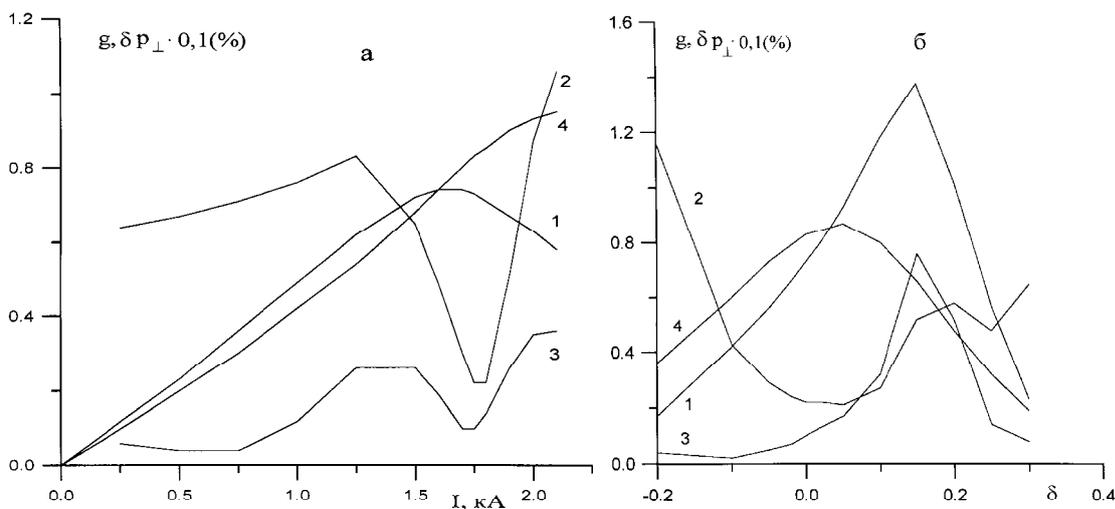


Рис. 3. Зависимости параметров ВЭП от тока ондулятора I (а) и от расстройки резонанса δ (б): питч-фактор g (1); относительный разброс поперечных δp_{\perp} (2) и продольных δp_z (3) импульсов; питч-фактор g при учете только основной пространственной гармоники (4)

Литература

1. *Nusinovich G.S., Dumbrajs O.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1996. **24**, No. 3. P. 620.
2. *Liu C., Antonsen T.M., Levush B.* // Ibid. P. 982.
3. *Raisky B.V., Tsimring S.E.* // Ibid. P. 992.
4. *Братман В.Л., Самсонов С.В.* // Физика микроволн. Н. Новгород, 1996. С. 14.
5. *Александров А.Ф., Веснин В.Л., Кубарев В.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. №3. С. 33 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 3. P. 27).
6. *Александров А.Ф., Веснин В.Л., Кубарев В.А.* // Радиотехн. и электроника. 1996. **41**, №5. С. 615.
7. *Кубарев В.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. № 5. С. 10 (Moscow University Phys. Bull. 1992. No. 5. P. 8).
8. *Маршалл Т.* Лазеры на свободных электронах. М., 1987.
9. *Смайт В.* Электростатика и электродинамика. М., 1954.
10. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М., 1979.

Поступила в редакцию
08.05.98

УДК 531.535

ЗАТУХАНИЕ В ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ПРОЦЕССАМИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМЕ

И. А. Елкин, В. П. Митрофанов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Представлены теоретические расчеты и результаты экспериментального определения коэффициента затухания колебаний механического осциллятора, вносимого соединенной с ним системой электрического силового воздействия на его пробную массу. Показана возможность регенерации колебаний в таких системах. Рассмотрено применение полученных результатов в устройствах, корректирующих положение пробных масс в интерферометрических гравитационных антеннах.

Для повышения предельной чувствительности при измерении малых сил, действующих на пробный механический осциллятор, необходимо, согласно флуктуационно-диссипационной теореме, увеличивать его добротность. Часто при выполнении измерений требуется корректировать положение в пространстве массы осциллятора — пробного тела, воспринимающего воздействие внешней силы. Такая задача возникает, например, в лазерных интерферометрических детекторах гравитационного излучения при настройке интерферометра [1]. Коррекция положения пробной массы осуществляется путем действия на нее дополнительной статической магнитной или электрической силы. Важно, чтобы было минимальным возникающее при этом флуктуационное воздействие на пробную массу, например, из-за дополнительной диссипации, вносимой в осциллятор системой коррекции.

В настоящей работе исследовано затухание, вносимое в колебания механического осциллятора соединенной с ним электрической системой статического силового воздействия.

Рассматриваемая электромеханическая система изображена на рис. 1. Пробная масса m , соединенная с элементом, имеющим коэффициент упругости K , образует осциллятор с частотой ω_0 . На малом расстоянии d от проводящей поверхности пробной массы находится пластина площадью S , являющаяся электродом, на который подается электрическое напряжение. Для того чтобы изменить положение пробной массы, на электрод можно подать как постоянное, так и переменное напряжение $U_0 \cos pt$ с постоянной амплитудой U_0 , поскольку электрическая си-

ла, действующая между электродом и пробной массой, квадратична по полю. Колебания пробной массы с частотой $2p$ могут быть легко отфильтрованы. Кроме емкости $C = \epsilon_0 S/d$, изменяющейся при колебаниях пробной массы, необходимо учитывать паразитную емкость C_s , которая остается неизменной. Вносимая в осциллятор диссипация, вызванная наличием электрической системы силового воздействия на пробную массу, может быть обусловлена различными процессами, например явлениями на поверхности колеблющегося тела, к которому приложено

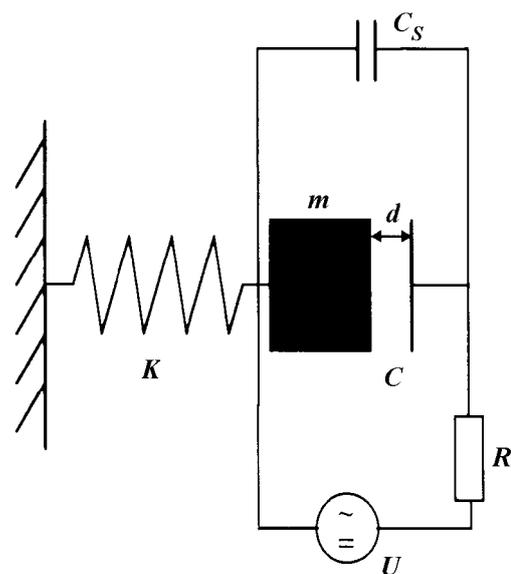


Рис. 1. Принципиальная схема механического осциллятора и системы воздействия на пробную массу