

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Циклотронный авторезонанс
(к 50-летию открытия явления)

В.П. Милантьев

Статья посвящена 50-летию открытия явления циклотронного авторезонанса. Дается краткий обзор развития теоретических и экспериментальных исследований в этой области.

PACS numbers: 01.65. + g, 41.75.Jv, 76.40. + b

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201308f.0875

Содержание

1. Введение (875).
 2. Открытие явления циклотронного авторезонанса (876).
 3. Дальнейшие исследования циклотронного авторезонанса (878).
 4. Микроволновое авторезонансное ускорение (880).
 5. Авторезонансное ускорение лазерным излучением (881).
 6. Заключение (883).
- Список литературы (883).

1. Введение

50 лет назад А.А. Коломенским, А.Н. Лебедевым [1] (см. также [2]) и независимо В.Я. Давыдовским [3] было открыто замечательное явление в физике — явление *циклотронного авторезонанса*. Суть этого явления заключается в том, что начальное условие циклотронного резонанса частицы с электромагнитной волной, распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля, сохраняется "само собой" в течение всего времени движения частицы, т.е. является интегралом движения. Циклотронный авторезонанс основан на том, что при релятивистском движении заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления постоянного магнитного поля (оси z), существует точный интеграл, впервые найденный И.А. Гиляриным [4]:

$$N\gamma - P_z = I = \text{const.} \quad (1)$$

Здесь γ — релятивистский фактор, P_z — безразмерная проекция импульса частицы на направление магнитного поля (в единицах mc), $N = kc/\omega \equiv \beta_{ph}^{-1}$ — показатель преломления, $\beta_{ph} = v_{ph}/c$ — безразмерная фазовая скорость волны.

В.П. Милантьев. Российский университет дружбы народов, ул. Миклухо-Маклая 6, 117198 Москва, Российская Федерация
E-mail: vmilantiev@sci.pfu.edu.ru

Статья поступила 11 декабря 2012 г.,
после доработки 29 декабря 2012 г.

Условие циклотронного резонанса частицы с волной определяется соотношением

$$\omega - kv_z = \frac{\omega_{c0}}{\gamma} \equiv \omega_c,$$

или в безразмерном виде

$$\gamma - NP_z = \Omega_0, \quad (2)$$

где $\Omega_0 = eB_0/(mc\omega) \equiv \omega_{c0}/\omega$ — отношение классической гирочастоты к частоте волны.

В постоянном внешнем магнитном поле безразмерная гирочастота $\Omega_0 = \text{const}$. Условие циклотронного резонанса (2) сохраняется в течение всего времени движения частицы, т.е. совпадает с интегралом движения (1) лишь в случае "вакуумной" волны, когда

$$N = 1, \quad I = \Omega_0. \quad (3)$$

Этот режим движения заряженных частиц и представляет собой *циклотронный авторезонанс* [1, 2]. Параметр Ω_0 изменяется в широких пределах: в случае световой волны для электронов $\Omega_0 \sim 10^{-5}$, а в диапазоне сантиметровых волн Ω_0 может превышать единицу.

Физический механизм циклотронного авторезонанса заключается в следующем: условие точного резонанса (2), которое выполняется в начальный момент времени, может нарушаться из-за доплеровского сдвига частоты и релятивистского изменения циклотронной частоты. При $N > 1$ превалирует доплеровский сдвиг, при $N < 1$ преобладает эффект релятивистского изменения циклотронной частоты. Лишь при $N = 1$ эти два конкурирующих эффекта взаимно компенсируются. Более глубокая причина осуществления авторезонанса лишь в случае $N = 1$ состоит в следующем [5]: при фиксированной частоте поля волны поглощение (или излучение) зарядом фотона возможно, если спектр поглощения (или излучения) заряда в магнитном поле является эквидистантным. Исходя из законов сохранения энергии и проекции импульса на направление магнитного поля при поглощении (или испускании) фотона и переходе частицы без

изменения спина в новое квантовое состояние можно показать [5], что эквидистантный спектр существует только при $N = 1$.

Авторезонанс невозможен, если нарушено хотя бы одно из условий (3), т.е. когда $N = 1$, но $I \neq \Omega_0$ или когда $N \neq 1$. В любом из этих случаев имеется расстройка частоты и возникают биения, приводящие к осцилляциям энергии [1, 2, 6, 7]. Качественная картина осцилляций энергии заключается в следующем. Допустим, что в начальный момент соблюдено условие точного резонанса (2) и скорость частицы (с положительным знаком) параллельна напряжённости электрического поля. В этом случае энергия частицы возрастает. Вследствие расстройки резонанса угол между скоростью частицы и напряжённостью поля изменяется и может стать тупым. Тогда частица теряет энергию до тех пор, пока угол опять не станет острым, и энергия частицы снова начнёт возрастать. Это приводит к периодичности изменения энергии.

Термин *авторезонанс* в 1937 г., по-видимому, впервые ввели Андронов, Витт и Хайкин [8]. Рассматривая автоколебательные системы, авторы работы [8] определили авторезонанс как резонанс "*под действием силы, порождаемой движением самой системы*". Оказалось, что авторезонанс обеспечивает максимальную эффективность функционирования различных машин и устройств [9]. *Циклотронный авторезонанс*, открытый в работах [1–3], имеет другую физическую природу. Впоследствии термин *авторезонанс* стал использоваться в самых различных ситуациях. В работе [10] авторезонансным был назван один из методов ускорения ионов. Для ускорения ионов этим методом используются бегущие волны плотности заряда, которые возбуждаются в релятивистском электронном пучке, распространяющемся в волноводе вдоль направления сильного продольного магнитного поля. В ряде работ [11, 12] авторезонанс отождествляется с *принципом автофазировки* Векслера [13] (см. также [14–21] и Мак-Миллана [22], играющим важную роль в физике ускорителей заряженных частиц [23]). В подобном понимании авторезонансные явления исследуются в разнообразных условиях: ускорение заряженных частиц [24–26], генерация и нелинейное взаимодействие волн [27–29], возбуждение ридберговских атомов [30], диссоциация молекул [31] и др. [32].

Циклотронный авторезонанс, открытый в работах [1–3], представляет собой особое явление. Его особенность заключается в том, что это чисто релятивистский эффект при движении заряженной частицы, тогда как в других условиях авторезонанс рассматривается в слабо-релятивистском и даже в нерелятивистском приближении [27, 33]. Кроме того, циклотронный авторезонанс возможен лишь в бегущей электромагнитной волне, в которой существует доплеровский сдвиг частоты, тогда как в [11, 27] рассматриваются колебания при отсутствии доплеровского сдвига.

2. Открытие явления циклотронного авторезонанса

Статья А.А. Коломенского и А.Н. Лебедева, в которой впервые сообщалось о возможности авторезонансного движения частицы в плоской вакуумной волне, бегущей вдоль постоянного магнитного поля, была опубликована в *ДАН СССР* [1] в 1962 г. Почти одновременно в

ЖЭТФ появилась статья В.Я. Давыдовского [3] аналогичного содержания. Поэтому честь открытия циклотронного авторезонанса по праву принадлежит трём авторам. Дадим краткий обзор их оригинальных работ.

В немного более поздней работе А.А. Коломенского и А.Н. Лебедева [2] рассматривается движение заряженной частицы в некоторой изотропной преломляющей среде в поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля B_0 . Векторы поля волны удовлетворяют условиям $\mathbf{B} = \beta_{ph}^{-1}[\mathbf{nE}]$, $\mathbf{nE} = \mathbf{nB} = 0$, где \mathbf{n} — единичный вектор вдоль направления волнового вектора: $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$. Считается, что электрическое поле волны E изменяется по закону $\exp[i\omega(t - \mathbf{p}\mathbf{n}/\omega)]$, где $\mathbf{p} = k\mathbf{r}$ — безразмерный радиус-вектор частицы. Движение частицы описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} \left(\gamma \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right) = \frac{e}{m} \left\{ \left(1 - \frac{d\mathbf{p}}{dt} \frac{\mathbf{n}}{\omega} \right) kE + \frac{\mathbf{n}}{c\beta_{ph}[(d\mathbf{p}/dt)\mathbf{E}]} + \frac{B_0}{c} \left[\frac{d\mathbf{p}}{dt} \mathbf{n} \right] \right\}.$$

Из этого уравнения следует интеграл, совпадающий с (1):

$$\gamma \left(1 - \beta_{ph}^2 \frac{d\mathbf{p}}{dt} \frac{\mathbf{n}}{\omega} \right) = \text{const} = \gamma_0 (1 - \beta_{ph} \beta_{n0}),$$

где β_{n0} — проекция скорости частицы на направление распространения волны в начальный момент времени. Вводя вместо времени в качестве независимой переменной фазу частицы относительно волны $\psi = \omega t - \mathbf{p}\mathbf{n} + \psi_0$, уравнения движения можно привести к виду

$$\frac{d(M d\mathbf{p}/d\psi)}{d\psi} = \boldsymbol{\eta} + \mathbf{n} \left(\frac{d\mathbf{p}}{d\psi} \boldsymbol{\eta} \right) + \frac{\Omega}{\omega} \left[\frac{d\mathbf{p}}{d\psi} \mathbf{n} \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$\Omega = \frac{\omega_{c0}}{\gamma_0(1 - \beta_{ph} \beta_{n0})}, \quad \boldsymbol{\eta} = \frac{\Omega \mathbf{E}}{\omega B_0 \beta_{ph}} = \boldsymbol{\eta}_0 \sin \psi,$$

$$M = \left[1 + (1 - \beta_{ph}^2) \frac{d\mathbf{p}}{d\psi} \mathbf{n} \right]^{-1}.$$

Далее уравнение (4) рассматривается в частных случаях: $\beta_{ph} = 1$ и $\beta_{ph} \neq 1$. В случае линейно поляризованной в направлении оси y вакуумной волны ($\beta_{ph} = 1$), распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля (оси z), движение частицы описывается уравнениями

$$\frac{d^2 y}{d\psi^2} + \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2 y = \eta_0 \sin \psi - \frac{\Omega}{\omega} \frac{dx_0}{d\psi}, \quad (5)$$

$$\frac{dz}{d\psi} - \frac{dz_0}{d\psi} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{dy}{d\psi} \right)^2 + \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2 y^2 \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{dy_0}{d\psi} \right)^2 - \frac{\Omega}{\omega} \frac{dx}{d\psi} y.$$

Отсюда видно, что при условии $\Omega = \omega$, совпадающем с (2), имеет место резонанс, точнее *авторезонанс*, поскольку указанное условие совпадает также с интегралом движения (1). При резонансе амплитуда колебаний в направлении поляризации волны возрастает, при этом увеличивается также скорость $dz/d\psi$ вдоль направления ведущего магнитного поля. Получены асимптотические зависимости (при $\psi \gg 1$) безразмерных величин: энергии γ , "длины ускорения" $L = \eta_0 z$, радиуса траектории

$R = (x^2 + y^2)^{1/2}$ — от параметра $\tau = \eta_0(\psi - \psi_0)$:

$$\begin{aligned} \gamma &\approx \gamma_0 + \gamma_0(1 - \beta_{n0}) \times \\ &\times \left\{ \frac{\tau^2}{8} + \frac{\tau}{2[(dy_0/d\psi) \sin \psi_0 - (dx_0/d\psi) \cos \psi_0]} \right\}, \\ L &\approx \frac{\tau^3}{24} + \frac{\tau^2}{4} \left(\frac{dy_0}{d\psi} \sin \psi_0 - \frac{dx_0}{d\psi} \cos \psi_0 \right) + \tau \frac{\beta_{n0}}{1 - \beta_{n0}}, \quad (6) \\ R &\approx \frac{\tau}{2}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что траекторией ускоряющейся резонансной частицы является спираль с возрастающими радиусом и шагом. Рассмотрены также допустимые в авторезонансном режиме начальные условия выпуска частицы в плоскую волну. В частности, параметр Ω_0 в (2) должен удовлетворять условию

$$\Omega_0^2 > \frac{1 - \beta_{n0}}{1 + \beta_{n0}}.$$

Этим условием определяется угол выпуска частицы (угол между начальным вектором импульса и направлением распространения волны) в волну. При $\Omega_0 > 1$ частица может быть впущена под любым углом, вплоть до угла $\pi/2$. При $\Omega \ll 1$ угол выпуска ограничен: $-\Omega_0 < \alpha < \Omega_0$.

В случае ускоренной или замедленной электромагнитной волны ($\beta_{ph} \neq 1$) согласно уравнениям (4) "резонанс не может автоматически поддерживаться во всё время движения... Таким образом, в медленной или быстрой плоской волне резонансное движение невозможно" [2]. Общий анализ движения частицы проводился методом фазовых траекторий.

«Помимо принципиальной стороны дела, значение рассматриваемого "авторезонансного" механизма заключается, в частности, в том, что он может играть некоторую роль в космических процессах, приводя к ускорению заряженных частиц радиоволнами и световыми потоками в космических полях. Этот эффект может найти себе применение в области ускорения частиц посредством мощных световых пучков или в области усиления радиоволн различных диапазонов и т.д.» [2].

В краткой статье Давыдовского [3] рассмотрена возможность "резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле" на основе полученного им интеграла движения вида (1). Из этого интеграла следует, что "циклотронный резонанс может сохраняться достаточно долго, вследствие чего энергия частицы может значительно возрасти" [3]. Тем самым был открыт "механизм, обеспечивающий естественную автофазировку" [3].

Рассматривается ионизованный газ в условиях, в которых длина свободного пробега заряженных частиц много больше радиуса кривизны их траекторий в магнитном поле. Исходным является уравнение движения частицы

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\varepsilon}{c^2} \mathbf{v} \right) = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}(\mathbf{H} + \mathbf{h})]. \quad (7)$$

Здесь ε — энергия частицы, \mathbf{H} — постоянное однородное магнитное поле, \mathbf{E} , \mathbf{h} — векторы поля плоской электромагнитной волны. Рассматривается также уравнение

изменения энергии

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\mathbf{E}\mathbf{v}. \quad (8)$$

В случае волны, бегущей вдоль направления внешнего магнитного поля, из уравнений (7), (8) можно получить соотношение

$$\frac{1}{\omega'} \frac{d\omega'}{dt} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (9)$$

где $\omega' = \omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$ — "разность частоты волны относительно частицы" [3]. Отсюда следует точный интеграл уравнений движения $\varepsilon(1 - v_H/c) = \text{const}$, где $v_H = \mathbf{k}\mathbf{v}/\omega$. Этот интеграл совпадает с интегралом (1). Рассматривая далее скорость изменения цикллотронной частоты $\omega_H = eHc/\varepsilon$, можно получить соотношение

$$\omega' = C_1\omega_H = C_2\varepsilon^{-1}. \quad (10)$$

Это означает, что "движение частицы автоматически синхронизируется с волной" [3]. В частности, при $C_1 = 1$ выполняется условие цикллотронного резонанса (2). "Для таких частиц время ускорения может быть порядка времени свободного пробега" [3].

Так в работах [1, 3] был открыт механизм цикллотронного авторезонанса. Ради исторической справедливости следует отметить, что к открытию авторезонансного движения частицы были близки авторы работы [34], однако этого не произошло.

После открытия цикллотронного авторезонанса [1, 3] в работе [6] был проведен подробный анализ релятивистского движения заряженной частицы в плоской поперечной электромагнитной волне, распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля (оси z). Было найдено точное уравнение, содержащее только энергию частицы $\mathcal{H} = mc^2\gamma$:

$$\left(\frac{d\mathcal{H}}{dt} \right)^2 + V(\mathcal{H}) = 0. \quad (11)$$

Здесь "потенциал" $V(\mathcal{H}) = (1/\mathcal{H}^2)(\alpha_4\mathcal{H}^4 + \alpha_3\mathcal{H}^3 + \alpha_2\mathcal{H}^2 + \alpha_1\mathcal{H} + \alpha_0)$, где α_i — постоянные, определяемые начальными условиями. Одномерный "потенциал" $V(\mathcal{H})$ содержит степени \mathcal{H} , поэтому уравнение (11) допускает, в общем, решение в виде эллиптических интегралов. Рассматривалось движение частицы с начальным условием точного цикллотронного резонанса в поле волны с круговой поляризацией. Движение частицы при $N = 1$ авторы [6] называли *синхронным* (а не авторезонансным), а при $N \neq 1$ — *осцилляторным*. В синхронном режиме уравнение (11) решается элементарно. Решение определяет время как функции энергии. Для нахождения энергии как функции времени необходимо решить кубическое уравнение. Было показано, что при $t \rightarrow \infty$ энергия возрастает со временем по закону

$$\mathcal{H} \approx a\mathcal{H}_0(\omega t)^{2/3}, \quad (12)$$

где a — некоторая постоянная. Аналогичная оценка вытекает из формул (6).

В работе [6] также получены и исследованы решения в *осцилляторном* режиме. В общем случае решение представляет собой комбинацию эллиптических функций и некоторых элементарных функций. Однако анализ реше-

ния является довольно сложным. Поэтому чаще всего пользуются численными методами решения задачи. Отметим, что уравнение (11) может быть получено более простым способом [7], чем в работе [6].

В работе [2] отмечалось, что циклотронный авторезонанс может найти применение как для ускорения заряженных частиц, так и для генерации электромагнитного излучения. Проблемы генерации электромагнитного излучения с помощью различных гироприборов, в том числе мазеров на циклотронном авторезонансе (МЦАР), постоянно обсуждаются в литературе [35–37].

Далее будут рассматриваться результаты исследований, связанных с проблемами ускорения частиц в режиме циклотронного авторезонанса.

3. Дальнейшие исследования циклотронного авторезонанса

В первых экспериментах, подтверждающих существование авторезонансного механизма ускорения заряженных частиц, использовались волны в волноводах [38–40]. Возбуждались простые электромагнитные волны: волна H_{11} волновода круглого сечения и близкая к ней по структуре волна H_{01} волновода прямоугольного сечения [38]. Однако в волноводе фазовая скорость волны превышает скорость света. Поэтому условия циклотронного авторезонанса в случае постоянного ведущего магнитного поля заведомо не выполняются, так что непрерывное ускорение частицы невозможно. Для демонстрации возможности ускорения частицы была определена эффективная длина ускорения $z_a = \lambda \beta_{ph} / [2(\beta_{ph} - 1)]$. Для волны H_{11} величина $\beta_{ph} = 2$ (длина ускорения $z_a = 3,6$ см). Если длина однородной части соленоида больше 3,6 см, то энергия частиц должна периодически изменяться на длине волновода. Этот эффект наблюдался с помощью покрытия внутренней стенки волновода тонким слоем люминофора. При оптимальной величине магнитного поля на стенках волновода появлялись светящиеся кольца. Расстояние между кольцами составляло $\approx 6-7$ см, т.е. $\approx 2z_a$. Кинетическая энергия ускоренных электронов оказалась ≈ 700 кэВ при напряжённости электрического поля $3-5$ кВ см $^{-1}$. Эта энергия значительно превосходит энергию, которую мог бы получить электрон при данных условиях в случае обычного циклотронного ускорения. Аналогичный эксперимент был реализован в [39], где использовалась волна с $\beta_{ph} = 1,14$.

Различные свойства авторезонансного движения частицы исследовались во многих работах. Авторы [40] проводили расчёты движения частицы в линейно и циркулярно поляризованных модах TE_{11} волновода кругового сечения и в моде TE_{111} резонатора, находящихся в однородном магнитном поле. Результаты расчётов показали, что в поле волновода или резонатора движение частицы и приобретённая ею энергия существенно отличаются от таковых в случае идеальных условий плоской волны. Однако эксперименты с использованием резонаторов кругового сечения, в которых возбуждались волны моды TE_{111} , показали, что и в реальных условиях возможен достаточно эффективный набор энергии частицей. При этом образуется кольцо ускоренных частиц. Подробный анализ образования ускоренного релятивистского электронного кольца, рассматриваемого как драйвер для гиротрона, был проведён в работе [41]. Для поддержания синхронизма частицы со стоячей

волной в резонаторе использовалось линейно возрастающее вдоль оси резонатора стационарное магнитное поле.

Авторезонансный механизм взаимодействия электронов с TE - и TM -волнами в волноводах рассматривался в работе [42]. В работе [43] были найдены условия движения частицы в синхронном режиме в случае плоской волны, распространяющейся под углом к вектору магнитного поля. Особый механизм авторезонансного стохастического ускорения заряженных частиц обсуждался в работах [44, 45].

При ускорении частиц важным является вопрос о *радиационных потерях* [46, 47]. Было показано, что в случае электромагнитной волны круговой поляризации (при $N = 1$), распространяющейся вдоль магнитного поля, максимально допустимая величина энергии, набираемой частицей до расстройки резонанса, определяется соотношением

$$\gamma_{\max} \approx \frac{\varepsilon}{\Omega} \sqrt{\frac{3}{\mu}} \Omega_0. \quad (13)$$

Здесь параметр $\mu = 2e^2\omega/(3mc^3) \equiv 4\pi r_0/(3\lambda) \ll 1$, где $r_0 = e^2/(mc^2)$ — классический радиус электрона. Максимально допустимая энергия при авторезонансе не зависит от величины энергии, при которой начинается ускорение частицы. Оценки показали, что реакция излучения устанавливает принципиальный предел для механизма авторезонансного ускорения, хотя этот предел может быть достаточно высоким. Однако этот предел может стать практически бесконечным при использовании продольного электростатического поля $E_z(Z)$ (где $Z = kz$) [48].

Заметим, кстати, что выражение для силы радиационного трения до сих пор является предметом дискуссий [49–51].

Как отмечалось выше, в случае замедленной ($N > 1$) или ускоренной ($N < 1$) плоских электромагнитных волн, распространяющихся вдоль направления постоянного магнитного поля, начальное условие циклотронного резонанса не может "само собой" сохраняться в течение всего времени движения частицы. Тогда возможно "принудительное" поддержание синхронизма частицы с волной с помощью изменения фазовой скорости волны, соответствующего профилированию ведущего магнитного поля, включения квазистационарного электрического поля и т.п.

При произвольном изменении *фазовой скорости волны (показателя преломления)* синхронизм частицы с плоской электромагнитной волной в общем случае невозможен. Однако если показатель преломления изменяется вдоль направления распространения волны определённым образом, то можно добиться того, чтобы начальное условие циклотронного резонанса сохранялось в течение всего времени движения частицы:

$$\gamma_0 - N_0 P_{z0} = \gamma - N(Z) P_z = \Omega. \quad (14)$$

Таким образом, основная задача состоит в нахождении зависимости $N(Z)$ при условии (14). Различные варианты этой задачи рассматривались в работах [52–56].

Первые указания на возможность поддержания синхронизма частицы с невакуумной волной посредством специального *профилирования внешнего магнитного поля*

были приведены в работе [57]. Затем этот вопрос обсуждался в ряде работ [25, 58–62]. Профиль магнитного поля, в общем, должен быть согласован с условием сохранения циклотронного резонанса в течение всего времени движения частицы. Однако синхронизирующее магнитное поле как решение некоторого уравнения является довольно сложным, и вряд ли оно может быть реализовано на практике [61]. Поэтому естественно рассматривать простые профили магнитного поля, например линейную зависимость вида

$$\Omega_0(z) = \Omega_{00}[1 + \alpha(Z - Z_0)]. \quad (15)$$

В этом случае синхронизм не может сохраняться в течение всего времени движения частицы. Вместе с тем существует расстояние, на котором движение частицы имеет синхронный характер, и частица набирает значительную энергию. Можно определить оптимальную величину градиента магнитного поля, при котором частица приобретает максимальную энергию:

$$\alpha_{\text{opt}} = A\varepsilon^2 \frac{(1 - N^2)^2}{N\Omega_{00}}, \quad (16)$$

где параметр $A = 5 \times 10^2$ найден в результате анализа численных результатов.

Для последовательного нахождения профиля магнитного поля, обеспечивающего поддержание синхронизма частицы с волной, необходим явный учёт поперечных компонент поля и дрейфового движения частицы. В упрощённом варианте такая задача рассматривалась в [62]. На основе численного решения были определены скейлинги при циклотронном лазерном ускорении электронов: максимальная длина ускорения kz_m в зависимости от величины ускоряющего поля изменяется по закону ε^{-1} , а в зависимости от фазовой скорости — по закону $(\beta_{\text{ph}} - 1)^{-\nu}$, где $\nu = 0,6$. Изменение энергии ускоряемой частицы определяется соотношением

$$\frac{\gamma_f - \gamma_i}{\gamma_i - 1} \approx (\beta_{\text{ph}} - 1)^{-\mu},$$

где $\mu \approx 0,5$, γ_i, γ_f — начальная и конечная энергии частицы соответственно.

Задача поддержания синхронизма частицы с волной с помощью электростатического поля, ориентированного в направлении ведущего магнитного поля, обсуждалась в работах [63–65]. Необходимый профиль синхронизирующего электростатического поля $\varepsilon_0 f(Z) = -\varepsilon_0 dU/dZ$ в неявном виде найден в [64]. Требуя, чтобы начальное условие резонанса выполнялось в течение всего времени движения частицы, можно подобрать электростатическое поле таким образом, чтобы оно компенсировало сдвиг фазы, возникающий при $N \neq 1$. Это поле имеет в общем случае довольно сложный вид, и вряд ли оно может быть реализовано в эксперименте. Поэтому естественно рассматривать простой случай электрического поля с потенциалом $U(z) = 1 + \alpha Z$.

Указанный случай достаточно подробно изучен в работе [63]. Оказалось, что частицы ведут себя по-разному в быстрой и медленной волнах: с увеличением потенциала при $\varepsilon_0 > 0$ частица в медленной волне ускоряется, а в быстрой — тормозится.

Постоянное электрическое поле не может обеспечить длительного сохранения синхронизма частицы с волной. Можно оценить максимальную энергию, набираемую

частицей до срыва резонанса:

$$\gamma_{\text{max}} \approx \varepsilon_0 \alpha N |q| s_{\text{max}} + |q| [\varepsilon^2 (1 - N^2) + (\varepsilon_0 \alpha)^2] \frac{s_{\text{max}}^2}{2}, \quad (17)$$

где

$$s_{\text{max}} \approx \left\{ \frac{6}{\Omega [\varepsilon^2 (1 - N^2) + (\varepsilon_0 \alpha)^2]} \right\}^{1/3}. \quad (18)$$

До тех пор пока поле малое, оно слабо влияет на характер изменения энергии — энергия осциллирует и в среднем возрастает. Существует значение градиента поля $\varepsilon_0 \alpha_{\text{opt}}$, при котором происходит значительное возрастание энергии до срыва резонанса. При превышении этого значения срыв резонанса происходит раньше и частица не успевает набрать достаточной энергии. Можно оценить оптимальную величину градиента электростатического поля:

$$\varepsilon_0 \alpha_{\text{opt}} = \frac{A}{N} \left[\frac{\varepsilon^2 (1 - N^2)}{\sqrt{N}} \right]^{2/3}, \quad (19)$$

где эмпирическая постоянная $A = 1,2$ найдена с помощью численного эксперимента [63].

Под влиянием электростатического поля, скрещённого с постоянным магнитным полем, существенно изменяется характер резонансного взаимодействия волна — частица, что приводит к ряду физических эффектов. В частности, оказывается возможным механизм черенковского поглощения поперечной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления постоянного магнитного поля, который по результату его действия может быть сравнимым с механизмом циклотронного поглощения [66]. Обнаруживается также своеобразный авторезонанс нерелятивистской заряженной частицы в поле плазменной волны, распространяющейся под углом к внешнему магнитному полю [33]. Этот эффект целиком обусловлен слабонеоднородным электрическим полем, скрещённым с магнитным полем.

Возможность поддержания синхронного режима движения релятивистской заряженной частицы в невакуумной волне с учётом электрического дрейфа рассматривалась в работах [67–69]. Посредством перехода в сопутствующую систему, движущуюся со скоростью электрического дрейфа, были найдены условия, при которых в этой системе осуществляется циклотронный авторезонанс. В таких условиях, существенно зависящих от типа волны и её поляризации, энергия частицы может монотонно возрастать. В лабораторной системе отсчёта энергия, в среднем набираемая частицей, оказывается больше, чем в сопутствующей системе.

Авторезонанс и возможность его поддержания рассматривались выше при движении частиц в вакууме в рамках одночастичного приближения. Одночастичное приближение справедливо, если плотность энергии ускоряющего поля $E_0^2/(4\pi)$ значительно превосходит плотность энергии пучка ускоряемых частиц $n_b m c^2 \gamma$, где n_b — число частиц в пучке. При нарушении этого условия становятся существенными обратное воздействие ускоряемого пучка на ускоряющее поле, а также эффекты пространственного заряда.

Ясно, что при движении пучка частиц в среде, в частности в плазме, авторезонансный режим ускорения не может сохраняться в течение длительного времени. Изучению этой проблемы посвящены работы [70, 71].

Рассматривалась возможность авторезонансного ускорения достаточно плотного электронного пучка в поле плоской волны с круговой поляризацией, распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля в однородной электронно-ионной плазме. В самосогласованной задаче искались решения, зависящие только от времени. Результаты расчётов показали, что авторезонансное ускорение электронов совпадает с таковым для одночастичной картины лишь на начальной стадии. Затем синхронизм частиц пучка с волной нарушается, что приводит к периодическому срыву процесса ускорения. В результате энергия электрона изменяется периодически, при этом плотность энергии пучка оказывается сравнимой с плотностью энергии ускоряющего поля.

Был проведён также учёт кулоновских столкновений при авторезонансном ускорении электронного пучка [71]. Предполагалось, что условие циклотронного авторезонанса выполняется лишь для малой доли частиц пучка.

В работах [72, 73] построена самосогласованная теория взаимодействия промодулированного релятивистского электронного пучка с плоской электромагнитной волной в условиях авторезонанса. Был найден класс периодических решений, для которых фазовая скорость волны постоянна и равна скорости света и при наличии пучка.

В работах [74, 75] проведено исследование механизмов авторезонанса и ступенчатого захвата частиц в случае двух циркулярно поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся в диспергирующей среде в противоположных направлениях относительно вектора постоянного магнитного поля. Было показано, что в этих условиях возможна генерация тока увлечения. Рассматривался также авторезонансный механизм ускорения на биениях двух электромагнитных волн [76]. Эффекты авторезонансного ускорения частиц в астрофизических условиях обсуждались в работах [77, 78].

4. Микроволновое авторезонансное ускорение

В работе [40] впервые было показано, что покоящаяся вначале частица в плоской волне с амплитудой E на расстоянии z в авторезонансном режиме приобретает энергию (в единицах энергии покоя) $\gamma_c = [(3/\sqrt{2})AZ]^{2/3}$, где $A = eE/(m\omega c)$ — безразмерная амплитуда волны, $Z = z\omega/c$ — безразмерная длина ускорения. В поле той же величины в линейном ускорителе частица приобретает энергию $\gamma_L = AZ$. Отсюда следует, что при ускорении частиц до высоких энергий более эффективным является линейный ускоритель, тогда как при $AZ < 4,5$ более эффективен авторезонансный ускоритель. Поэтому микроволновый авторезонансный ускоритель может служить источником электронов достаточно низких энергий для различных целей.

Характер авторезонансного ускорения частиц в бегущей волне существенно отличается от такового в стоячей волне. В случае стоячей волны в резонаторе энергия ускоренного электронного пучка накапливается в основном в поперечной компоненте скорости. Поэтому авторезонансный микроволновый ускоритель на основе резонатора является эффективным средством для получения релятивистских вращающихся электронных пучков, которые могут быть использованы, в частности, как источник когерентного излучения [79, 80]. В схеме авторезонансного микроволнового ускорителя на бегущей волне

(волновод) большая часть энергии пучка запасается в аксиальной компоненте скорости.

Первые эксперименты, показавшие ускорение электронов с энергией от 10 кэВ до энергии 150 кэВ на расстоянии 1,5 м в авторезонансном микроволновом ускорителе, описаны в работе [81]. В круглом волноводе возбуждалась волна моды TE_{11} . Авторезонансный режим ускорения поддерживался с помощью слабого профилирования ведущего магнитного поля вдоль направления волновода. Было определено предельное значение синхронизирующего магнитного поля — при величинах поля, меньших этого предельного значения, происходит захват частиц в ускоряющую фазу, которая оказалась равной π .

Проведённые эксперименты показали, что в рассмотренных условиях в принципе возможно ускорение электронов до высоких энергий. Однако для осуществления этого механизма необходимы чрезвычайно высокие значения магнитного поля и высокочастотной (ВЧ) мощности, при этом радиационные потери должны быть ничтожно малыми. В работе [82] проведён анализ устойчивости и эффектов конечного тока пучка в ускорителе [81]. Экспериментально было показано, что посредством выбора оптимального профилирования магнитного поля можно повысить энергию ускоренных электронов до 200 кэВ при ожидаемых 250 кэВ. Была также рассмотрена возможность ускорения модой TE_{21} . Отметим, что общий анализ устойчивости движения заряженной частицы и расчёт устойчивых равновесных фаз даны в работе [60]. Заметим также, что авторы [81, 82] не приводят ссылок на пионерские работы [1–3]. Это, к сожалению, характерно для многих последующих публикаций.

В работе [83] приведены результаты экспериментальных исследований резонансного взаимодействия электронов с волной H_{10} прямоугольного волновода. Для поддержания синхронизма частицы с волной использовалось нарастающее вдоль оси ведущее магнитное поле. Было обнаружено, что в рассматриваемом режиме ускорения должны выполняться исключаящие друг друга требования: с одной стороны, для возрастания энергии электрона необходимо увеличение напряжённости электрического поля ускоряющей волны, что, с другой стороны, приводит к нарушению режима устойчивого ускорения. Поэтому при авторезонансном ускорении в волноводе необходим подбор оптимальных параметров волны и условий инжекции. В экспериментах [83] при энергии инжекции около 120 кэВ были получены трубчатые электронные пучки с энергией 800–850 кэВ и ускоренным током около 0,15 А в импульсе длительностью около 0,8 мкс при частоте повторения 50 Гц.

Цикл работ [84–89] посвящён дальнейшему теоретическому и экспериментальному исследованию электронного циклотронного авторезонансного ускорителя CARA (Cyclotron AutoResonance Accelerator), в котором синхронизм частиц с ускоряющей волной поддерживается с помощью профилирования ведущего магнитного поля и увеличения радиуса волновода. Отмечается, что частицы пучка жёстко захватываются в ускоряющую фазу и оказываются нечувствительными к отклонениям от условия точного авторезонанса. CARA применяется как компактный инжектор электронных пучков низкой энергии для высокоградиентного ускорителя или используется для источников излучения. Качество таких

пучков, определяемое разбросом частиц по аксиальной скорости, и энергетический предел ускоряемого пучка обсуждались в работах [84, 85]. Было показано, что CARA имеет верхний предел энергии, который связан с уменьшением аксиальной скорости при возрастании ведущего магнитного поля:

$$\gamma_{\max} = \gamma_0 + \left(\frac{\gamma_0^2 - 1}{1 - N_f^2} \right)^{1/2}.$$

Здесь γ_0 — релятивистский фактор инжектируемых частиц, N_f — показатель преломления в конце ускорения. Этот предел можно превысить, если использовать многостадийные CARA, при этом на каждой последующей стадии CARA должен работать на более высокой гармонике гирочастоты [86]. Расчёты показали, что при инжекции пучка с энергией 250 кэВ и током 15 А в 3-стадийный CARA с ВЧ-мощностью 75 МВт и частотой 11,424 ГГц на выходе пучок приобретает энергию более 5 МэВ. При инжекции пучка с энергией 250 кэВ в одностадийный CARA энергия ускоренного пучка не превышает 1,7 МэВ. Из проведённых в [87, 88] расчётов и экспериментов следует, что циклотронное авторезонансное ускорение электронов в волноводе с полем моды TE_{11} происходит с очень высокой эффективностью: более 90 % мощности ВЧ-поля волновода передаётся ускоряемому электронному пучку. Было также показано, что при авторезонансном ускорении возможно когерентное излучение на седьмой гармонике излучения [89].

5. Авторезонансное ускорение лазерным излучением

В настоящее время проводятся исследования различных методов лазерного ускорения, которые условно делятся на вакуумные [90–92] и плазменные [93–97] методы. Показано, что при определённых условиях с помощью этих методов можно обеспечить высокий темп ускорения электронов, используя достаточно компактные устройства. Вакуумные методы лазерного ускорения по сравнению с плазменными имеют ряд преимуществ: отсутствие плазменных неустойчивостей, достаточно жёстких требований на однородность плазмы, эффектов взаимодействия ускоряемых электронов с частицами плазмы и т.п. Среди многих схем вакуумного лазерного ускорения одной из эффективных является схема циклотронного авторезонанса. Физический механизм авторезонансного лазерного ускорения в принципе таков же, как и в схеме микроволнового ускорителя. Однако имеются различия:

— лазерное излучение обладает гораздо большей интенсивностью, чем микроволны, что обеспечивает более высокий темп ускорения;

— источник лазерного излучения является внешним по отношению к области ускорения. Это повышает эффективность передачи энергии от волны к частице и устраняет трудности, связанные с пробоем и пр.;

— лазерное излучение распространяется в виде пучков, что приводит к специфике взаимодействия волна — частица;

— параметр Ω_0 в условии резонанса (2) в случае лазерного излучения очень мал. Поэтому в режим авторезонансного ускорения могут вовлекаться электроны, уже обладающие значительной энергией, превосходящей их энергию покоя. Можно достичь достаточно больших

значений параметра Ω_0 , используя сверхсильные магнитные поля. Такие поля могут генерироваться мощными сверхкороткими лазерными импульсами при взаимодействии с твердотельными мишенями [96].

Первые исследования авторезонансного лазерного ускорения проводились в приближении плоской ускоряющей волны [97–99]. Однако для лазерного излучения такое приближение является довольно грубым, поэтому полученные в таком приближении оптимистичные результаты могут представлять лишь методический интерес. Во многих случаях лазерное излучение достаточно хорошо описывается в квазиоптическом приближении в виде гауссова пучка [100–103]. Обычно рассматривается параксиальная область, в которой характерный дифракционный угол

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi a} = \frac{a}{z_R} \ll 1.$$

Здесь λ — длина волны излучения, a — сужение пучка (его радиус в фокальной плоскости), $z_R = ka^2/2$ — рэлеевская длина, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ — волновое число. Гауссово монохроматическое излучение описывается в квазиоптическом приближении параболическим уравнением, которое в случае аксиально-симметричных пучков, распространяющихся вдоль оси z , имеет общее решение в виде линейной суперпозиции мод [100]:

$$A(r, z) = \exp(-\zeta) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m(0)}{(1 + iD)^{m+1}} L_m(\zeta).$$

Здесь $\zeta \equiv r^2/[a^2(1 + iD)]$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние от оси пучка (оси z), $D = 2z/(ka^2)$ — безразмерная дифракционная длина, $L_m(\zeta)$ — полиномы Чебышева — Лагерра порядка m . Число m не должно быть слишком большим во избежание выхода за границы применимости параболического уравнения. В общем случае многомодовое лазерное излучение типа TE_{lm} описывается полиномами Эрмита [102]. Отличительной особенностью гауссова электромагнитного излучения является то, что оно содержит в себе все компоненты векторов поля, хотя не все их члены имеют одинаковый порядок по параметру $1/(ka)$.

Амплитуду напряжённости электрического поля в сфокусированном лазерном луче можно оценить по формуле [93]: $E_0 = 3 \times 10^{-9} \sqrt{I_r}$ [ТВ м⁻¹], где интенсивность излучения I_r дана в единицах [Вт см⁻²]. Таким образом, при $I_r > 10^{18}$ Вт см⁻² возможны колоссальные электрические поля, превосходящие внутриатомные и на много порядков превышающие поля, используемые в традиционных ускорителях заряженных частиц.

В одночастичном приближении интенсивность ускоряющего лазерного излучения характеризуется безразмерным параметром $g = eE_0/(m\omega c)$, представляющим собой отношение амплитуды осцилляторной скорости электрона к скорости света. Параметр g определяется пиковой интенсивностью I_r [Вт см⁻²] и длиной волны λ [мкм] излучения: $g = 0,85 \times 10^{-9} \lambda \sqrt{I_r}$. При достаточно малых интенсивностях излучения $g \ll 1$. В случае мощного импульсного лазерного излучения значение g может быть большим. Например, при $I_r \approx 10^{18}$ Вт см⁻², $\lambda \approx 1$ мкм параметр $g \approx 0,85$.

Наиболее изученной является проблема ускорения частиц лазерным излучением основной моды, в том числе импульсным излучением. При этом импульсный

характер излучения обычно учитывается простым умножением выражения для гауссова пучка на некоторую импульсную функцию. Однако такая процедура не совсем корректна в случае очень коротких импульсов (сильно сфокусированного излучения) [103, 104].

Условие циклотронного резонанса частицы с гауссовым излучением, в отличие от условия резонанса в случае плоской волны, не является интегралом движения. Это означает, что в гауссовом пучке (ГП) циклотронный резонанс не сохраняется автоматически при движении частицы. Поэтому для поддержания резонанса необходимо, например, варьировать ведущее магнитное поле. Выполнение условия циклотронного резонанса в начальный момент времени приводит к ограничению на энергию инжектируемых электронов:

$$\gamma \geq \frac{\Omega_0^2 + 1}{2\Omega_0}.$$

В случае лазерного излучения параметр $\Omega_0 \ll 1$. Следовательно, в авторезонансном режиме ускоряемые электроны уже должны обладать значительной энергией. В случае достаточно широких ГП для излучения СО₂-лазера начальная энергия ускоряемых электронов не может быть менее 25 МэВ, а для лазера на Nd-стекле энергия инжекции должна превосходить 300 МэВ.

Первые оценки авторезонансного механизма ускорения электронов гауссовым лазерным излучением низшей моды были проведены в работе [105]. Было показано, что в поле СО₂-лазера с интенсивностью 10^{13} Вт см⁻² и размером пятна 0,5 см в магнитном поле 100 кГс электроны могут быть ускорены от энергии 25 МэВ до энергии 500 МэВ на расстоянии примерно в две рэлеевских длины (около 15 м) при соответствующем профилировании ведущего магнитного поля. Однако авторы [105] пренебрегли зависимостью амплитуды и фазы гауссова пучка от поперечных координат, что оказалось недопустимым при рассмотрении ускорения даже очень узкого пучка электронов.

В работах [106, 107] показано, что в поле ГП низшей моды возможно ускорение электронов с высоким темпом на небольшом ускоряющем промежутке (около 1 м). Темп ускорения на этом промежутке может быть увеличен с помощью соответствующего профилирования ведущего магнитного поля. По мере ускорения частица в поперечной плоскости xu движется по спирали, до тех пор пока не достигнет предельного цикла (на расстоянии около 100 см). Радиус предельного цикла меньше сужения ГП, так что при ускорении частица не покидает пределов ускоряющего поля. При ускорении электронов после достижения предельного цикла, как и при авторезонансном ускорении микроволнами в резонаторе, образуется трубчатый пучок с постоянным радиусом.

Образование трубчатого пучка электронов, ускоренного гауссовым лазерным излучением низшей моды, детально рассмотрено в работах [108, 109]. Показано, что все частицы, независимо от фаз и положения инжекции, монотонно ускоряются с разным темпом и каждая частица имеет предельный цикл на расстоянии порядка удвоенной рэлеевской длины. При этом центр цикла существенно зависит от положения частицы в момент инжекции. При ширине инжектируемого сгустка менее 1/4 сужения гауссова пучка ускоренный сгусток

принимает форму кольца. Средний радиус кольца не превышает половины сужения ГП. Протяженность ускоренного кольца определяется длиной инжектируемого электронного сгустка. При большей ширине инжектируемого сгустка кольцо не образуется, а ускоренные электроны неравномерно распределяются по сечению сгустка. Таким образом, форма ускоренного электронного сгустка существенно определяется параметрами инжекции.

Рассматривалось также авторезонансное ускорение электронов гауссовым лазерным излучением СО₂-лазера *первой моды* [110]. В отличие от излучения ГП основной моды, имеющего максимум на оси распространения излучения, излучение первой моды имеет минимум на такой оси [101]. Исследование изменения энергии электронов, инжектируемых на оси ГП в плоскости его сужения при различных резонансных фазах на интервале от 0 до 2π , показало, что в режим синхронного ускорения вовлекаются все электроны, независимо от их начальных фаз. На интервале порядка рэлеевской длины все частицы достигают примерно одинаковой энергии, около 275 МэВ, т.е. энергия частиц возрастает более чем в 10 раз. На ускоряющем интервале порядка рэлеевской длины отклонение расстройки частоты от нуля оказывается незначительным, что и обеспечивает синхронный режим ускорения. Поперечное отклонение частиц от оси симметрии на ускоряющем промежутке является небольшим, не достигает даже половины ширины ГП. При этом ускоряющаяся частица в поперечной плоскости движется по спирали, как и в ГП низшей моды, до тех пор пока не достигнет предельного цикла (на расстоянии около 120 см).

Оказалось, что темп ускорения частицы в поле ГП первой моды может быть выше, чем в поле ГП низшей моды. Причём даже при "неблагоприятных" фазах ускорение электронов в поле ГП первой моды происходит с большей эффективностью, чем в случае ГП низшей моды, и на расстоянии порядка рэлеевской длины частицы набирают практически такую же энергию, как и в случае вакуумной плоской волны. Это означает, что выбор ускоряющего лазерного излучения низшей моды не является оптимальным.

Темп ускорения электронов может быть существенно повышен, если использовать комбинированное лазерное излучение, составленное из ГП низшей и первой мод [110]. Большая часть инжектированных частиц при самых разнообразных фазовых соотношениях до сбоя резонанса приобретает значительную энергию. Лишь небольшая часть частиц с неблагоприятными фазами выпадает из режима ускорения. Набор энергии частицами оказывается наибольшим тогда, когда излучение первой моды лишь немного "портит" поле низшей моды. Ускорение комбинированным излучением оказывается более эффективным, чем ускорение излучением низшей или первой моды по отдельности. Однако при этом интервал ускорения сокращается до половины рэлеевской длины.

Таким образом, в поле мощного лазерного гауссова излучения возможно эффективное ускорение релятивистских электронов в режиме циклотронного авторезонанса с высоким темпом на расстояниях порядка 1 м.

Аналогичные выводы содержатся в работах [111–114]. Важные исследования [112–114] были направлены на создание лазерного циклотронного авторезонансного ускорителя LACARA (Laser-driven CARA). Рассматри-

валось авторезонансное ускорение CO₂-лазером мощностью около 1 ТВт с длиной волны 10,6 мкм на основной моде. Сужение ГП около 1 мм, рэлеевская длина около 60 см. Для поддержания авторезонанса предполагалось варьировать магнитное поле на расстоянии около 1 м. Инжектировался электронный сгусток с энергией 50 МэВ. Из расчётов следует, что при авторезонансном лазерном ускорении возможно образование электронных банчей с длительностью около 3 фс и периодом 35 фс [112]. Этот эффект позволяет использовать рассматриваемый ускоритель как инжектор для других типов ускорителей [113]. Первые экспериментальные результаты, которые были получены на ускорителе LACARA в 2008 г., продемонстрировали согласие с расчётными данными [114].

6. Заключение

Механизм циклотронного авторезонанса, открытый Коломенским, Лебедевым и Давыдовским 50 лет назад, был основан на идеализированных условиях: инжекция частицы при точном циклотронном резонансе в поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления постоянного магнитного поля со скоростью света в вакууме. Нарушение этих условий приводит к периодическому изменению энергии, приобретаемой частицей, вместо её монотонного возрастания.

Дальнейшие исследования показали, что движение частицы в авторезонансном режиме может происходить в реальных условиях при соответствующем изменении параметров ускоряющего электрического поля, ведущего магнитного поля и др. Оказалось, что условия авторезонансного ускорения микроволнами и лазерным излучением существенно различаются. Микроволновое авторезонансное ускорение эффективно для получения частиц со сравнительно невысокой энергией, тогда как лазерное ускорение возможно для электронов, уже обладающих большой энергией. Это вытекает из резонансного условия (2).

Для лазерного авторезонансного ускорения электронов с малой энергией необходимы сверхсильные магнитные поля. При микроволновом авторезонансном ускорении набор энергии бегущей волной (в волноводе) и стоячей волной (в резонаторе) происходит по-разному. В резонаторе энергия ускоренных электронов накапливается в основном в поперечной составляющей скорости, а в волноводе — в аксиальной. При этом передача мощности ВЧ-поля ускоряющемуся электронному пучку происходит с высокой эффективностью. При лазерном авторезонансном ускорении возможно образование высокоэнергетичных электронных колец и электронных банчей. Свойства электронных пучков, полученных при авторезонансном ускорении, позволяют использовать их как драйверы для гиротронов, в инжекторах для последующего ускорения и т.д.

Теоретический анализ авторезонансного движения обычно проводится в рамках одночастичного приближения, которое справедливо, если плотность энергии ускоряющего поля значительно превосходит плотность энергии пучка ускоряемых частиц. При нарушении этого условия становятся существенными обратное воздействие ускоряемого пучка на ускоряющее поле, а также эффекты пространственного заряда.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 13-02-00645).

Список литературы

1. Коломенский А А, Лебедев А Н *ДАН СССР* **145** 1259 (1962) [Kolomenskii A A, Lebedev A N *Sov. Phys. Dokl.* **7** 745 (1963)]
2. Коломенский А А, Лебедев А Н *ЖЭТФ* **44** 261 (1963) [Kolomenskii A A, Lebedev A N *Sov. Phys. JETP* **17** 179 (1963)]
3. Давыдовский В Я *ЖЭТФ* **43** 886 (1962) [Davydovskii V Ya *Sov. Phys. JETP* **16** 629 (1963)]
4. Гилинский И А *ДАН СССР* **134** 1055 (1960)
5. Гилинский И А, Рязанцев К А *Изв. вузов. Радиофизика* **7** 838 (1964)
6. Roberts C S, Buchsbaum S J *Phys. Rev.* **135** A381 (1964)
7. Милантьев В П *УФН* **167** 3 (1997) [Milant'ev V P *Phys. Usp.* **40** 1 (1997)]
8. Андронов А А, Витт А А, Хайкин С Э *Теория колебаний* (М.: Наука, 1981) с. 203 [Andronov A A, Vitt A A, Khaikin S E *Theory of Oscillators* (New York: Dover, 1987)]
9. Фрадков А Л *УФН* **175** 113 (2005) [Fradkov A L *Phys. Usp.* **48** 103 (2005)]
10. Sloan M L, Drummond W E *Phys. Rev. Lett.* **31** 1234 (1973)
11. Нейштадт А И, Тимофеев А В *ЖЭТФ* **93** 1706 (1987) [Neishtadt A I, Timofeev A V *Sov. Phys. JETP* **66** 973 (1987)]
12. Калякин Л А *УМН* **63** (5(383)) 3 (2008) [Kalyakin L A *Russ. Math. Surv.* **63** 791 (2008)]
13. Векслер В И *ДАН СССР* **43** 393 (1944)
14. Векслер В И *ДАН СССР* **43** 346 (1944)
15. Векслер В И *УФН* **93** 521 (1967)
16. Векслер В И *УФН* **66** 99 (1958) [Veksler V I *Sov. Phys. Usp.* **1** 54 (1958)]
17. Коломенский А А *УФН* **93** 593 (1967) [Kolomenskii A A *Sov. Phys. Usp.* **10** 737 (1968)]
18. Коваленко А Д *УФН* **177** 914 (2007) [Kovalenko A D *Phys. Usp.* **50** 870 (2007)]
19. Никитин В А *УФН* **177** 905 (2007) [Nikitin V A *Phys. Usp.* **50** 862 (2007)]
20. Долбилкин Б С, Ратнер Б С *УФН* **177** 895 (2007) [Dolbilkin B S, Ratner B S *Phys. Usp.* **50** 853 (2007)]
21. Болотовский Б М, Лебедев А Н *УФН* **177** 889 (2007) [Boltovskii B M, Lebedev A N *Phys. Usp.* **50** 847 (2007)]
22. McMillan E M *Phys. Rev.* **68** 143 (1945)
23. Коломенский А А *Физические основы методов ускорения заряженных частиц* (М.: Изд-во МГУ, 1980)
24. Golovanivsky K S *Phys. Scripta* **22** 126 (1980)
25. Friedland L *Phys. Plasmas* **1** 421 (1994)
26. Andreev V V, Umnov A M *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 479 (1999)
27. Friedland L *Phys. Rev. E* **55** 1929 (1997)
28. Aranson I, Meerson B, Tajima T *Phys. Rev. A* **45** 7500 (1992)
29. Lindberg R R et al. *Phys. Plasmas* **13** 123103 (2006)
30. Meerson B, Friedland L *Phys. Rev. A* **41** 5233 (1990)
31. Liu W-K, Wu B, Yuan J-M *Phys. Rev. Lett.* **75** 1292 (1995)
32. Шамсутдинов М А, Калякин Л А, Харисов А Т *ЖТФ* **80** (6) 106 (2010) [Shamsutdinov M A, Kalyakin L A, Kharisov A T *Tech. Phys.* **55** 860 (2010)]
33. Кищенко А Б *Письма в ЖЭТФ* **35** 504 (1982) [Kitsenko A B *JETP Lett.* **35** 622 (1982)]
34. Файнберг Я Б, Курилко В И *ЖТФ* **29** 939 (1959) [Fainberg Ya B, Kurilko V I *Sov. Phys. Tech. Phys.* **4** 855 (1960)]
35. Петелин М И *Изв. вузов. Радиофизика* **17** 902 (1974) [Petelin M I *Radiophys. Quantum Electron.* **17** 686 (1974)]
36. Братман В Л и др. *ЖТФ* **71** (8) 72 (2001) [Bratman V L *Tech. Phys.* **46** 1001 (2001)]
37. Кравченко В Ф, Кураев А А, Синицын А К *УФН* **177** 511 (2007) [Kravchenko V F, Kuraev A A, Sinityn A K *Phys. Usp.* **50** 489 (2007)]
38. Воробьев А А и др. *Атомная энергия* **22** 3 (1967) [Vorob'ev A A *Sov. Atom. Energy* **22** 1 (1967)]
39. Ишков А П *Изв. вузов. Физика* (2) 136 (1970) [Ishkov A P *Sov. Phys. J.* **13** 252 (1970)]
40. Jory H R, Trivelpiece A W J. *Appl. Phys.* **39** 3053 (1968)
41. McDermott D B, Furuno D S, Luhmann N C J. *Appl. Phys.* **58** 4501 (1985)
42. Sabchevski S, Idehara T *Int. J. Infrared Millimetre Waves* **26** 669 (2005)

* Воспроизведено по [14].

43. Милантьев В П *ЖТФ* **66** (5) 134 (1996) [Milant'ev V P *Tech. Phys.* **41** 478 (1996)]
44. Давыдовский В Я *ЖЭТФ* **54** 1264 (1968) [Davydovskii V Ya *Sov. Phys. JETP* **27** 676 (1968)]
45. Davidovsky V Ya *Phys. Lett. A* **147** 226 (1990)
46. Воронин В С, Коломенский А А *ЖЭТФ* **47** 1528 (1964) [Voroni V S, Kolomenskii A A *Sov. Phys. JETP* **20** 1027 (1965)]
47. Красовицкий В Б, Курилко В И *Изв. вузов. Радиофизика* **7** 1193 (1964)
48. Милантьев В П *Изв. вузов. Радиофизика* **39** 458 (1996) [Milant'ev V P *Radiophys. Quantum Electron.* **39** 311 (1996)]
49. Ефремов Г Ф *ЖЭТФ* **114** 1661 (1998) [Efremov G F *JETP* **114** 1661 (1998)]
50. Соколов И В *ЖЭТФ* **136** 247 (2009) [Sokolov I V *JETP* **109** 207 (2009)]
51. Галкин А Л *ЖЭТФ* **142** 230 (2012) [Galkin A L *JETP* **115** 201 (2012)]
52. Давыдовский В Я, Уколов А С *Изв. вузов. Физика* (11) 79 (1974) [Davydovskii V Ya, Ukolov A S *Sov. Phys. J.* **17** 1539 (1974)]
53. Бонч-Осмоловский А Г *ЖТФ* **35** 1757 (1965)
54. Гилинский И А *Изв. вузов. Радиофизика* **9** 407 (1966) [Gilinskiy I A *Sov. Radiophys.* **9** 259 (1966)]
55. Красовицкий В Б *Атомная энергия* **20** 347 (1966) [Krasovitskii V B *Sov. Atom. Energy* **20** 398 (1966)]
56. Милантьев В П *ЖТФ* **47** 2026 (1977) [Milant'ev V P *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 1179 (1977)]
57. Коломенский А А, Лебедев А Н, в сб. *Труды Междунар. конф. по ускорителям. Дубна, 21–27 авг. 1963* (Под ред. А А Коломенского и др.) (М.: Атомиздат, 1964) с. 1030
58. Коломенский А А, Лебедев А Н *ЖЭТФ* **50** 1101 (1966) [Kolomenskii A A, Lebedev A N *Sov. Phys. JETP* **23** 733 (1966)]
59. Воронин В С, Кононов В К *ЖТФ* **40** (1) 160 (1970) [Voroni V S, Kononov V K *Sov. Phys. Tech. Phys.* **15** 115 (1970)]
60. Диденко А Н, Кононов В К *Атомная энергия* **30** (1) 50 (1971) [Didenko A N, Kononov V K *Sov. Atom. Energy* **30** 57 (1971)]
61. Милантьев В П, Мирошников А Г *ЖТФ* **53** (1) 3 (1983) [Milant'ev V P, Miroshnikov A G *Sov. Phys. Tech. Phys.* **28** 1 (1983)]
62. Chen C *Phys. Fluids B* **3** 2933 (1991)
63. Schram D C, Beukema G P *Physica* **42** 277 (1969)
64. Андреев Ю А и др. *Изв. вузов. Физика* **23** (11) 96 (1980)
65. Курин А Ф *Радиотехника и электроника* **28** 1148 (1983)
66. Карнилович С П, Милантьев В П *ЖЭТФ* **95** 537 (1989) [Karnilovich S P, Milant'ev V P *Sov. Phys. JETP* **68** 302 (1989)]
67. Милантьев В П *ЖТФ* **64** (6) 166 (1994) [Milant'ev V P *Tech. Phys.* **39** 608 (1989)]
68. Милантьев В П, Савельев О А *Вестник РУДН. Физика* **3** (1) 196 (1995)
69. Милантьев В П *Вестник РУДН. Физика* (11) 95 (2003)
70. Красовицкий В Б *Атомная энергия* **28** 434 (1970) [Krasovitskii V B *Sov. Atom. Energy* **28** 551 (1970)]
71. Красовицкий В Б *Нелинейные регулярные колебания в неравновесных плазменных и газовых средах* Кн. 1 (Харьков: Фолио, 2000)
72. Андреев Ю А, Давыдовский В Я, Сапогин В Г *ЖТФ* **47** 495 (1977) [Andreev Yu A, Davydovskii V Ya, Sapogin V G *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 301 (1977)]
73. Блюх Ю П, Любарский М Г, Онищенко И Н *Физика плазмы* **6** 114 (1980) [Bliokh Yu P, Liubarskii M G, Onishchenko I N *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 64 (1980)]
74. Gell Y, Nakach R *Phys. Rev. E* **60** 3289 (1999)
75. Louies S et al. *Phys. Lett. A* **280** 345 (2001)
76. Карнилович С П, Милантьев В П *Прикладная физика* (1) 87 (2000)
77. Nath O, Singh R N *Int. J. Electron.* **31** 249 (1971)
78. Nath O, Singh R N *Plasma Phys.* **13** 1027 (1971)
79. Панасюк В С, Хромченко В Б *ЖТФ* **55** 747 (1985) [Panasyuk V S, Khromchenko V B *Sov. Phys. Tech. Phys.* **30** 441 (1985)]
80. Андреев В В и др. *ИТЭ* (3) 5 (2012) [Andreev V V *Instrum. Exp. Tech.* **55** 301 (2012)]
81. Shpitalnik R et al. *J. Appl. Phys.* **70** 1101 (1991)
82. Shpitalnik R *J. Appl. Phys.* **71** 1583 (1992)
83. Протасевич Е Т *ЖТФ* **65** (6) 133 (1995) [Protasevich E T *Tech. Phys.* **40** 594 (1995)]
84. Hafizi B, Sprangle P, Hirshfield J L *Phys. Rev. E* **50** 3077 (1994)
85. Wang C, Hirshfield J L *Phys. Rev. E* **51** 2456 (1995)
86. Wang C, Hirshfield J L *Phys. Rev. E* **57** 7184 (1998)
87. Hirshfield J L et al. *Phys. Plasmas* **3** 2163 (1996)
88. LaPointe M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 2718 (1996)
89. Wang C, Hirshfield J L, Ganguly A K *Phys. Rev. Lett.* **77** 3819 (1996)
90. Esarey E, Sprangle P, Krall J *Phys. Rev. E* **52** 5443 (1995)
91. Lefebvre E, Malka G, Miquel J-L *Phys. Rev. Lett.* **80** 1352 (1998)
92. Galkin A L et al. *Phys. Plasmas* **15** 023104 (2008)
93. Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
94. Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229 (2009)
95. Malka V *Phys. Plasmas* **19** 055501 (2012)
96. Беляев В С и др. *УФН* **178** 823 (2008) [Belyaev V S et al. *Phys. Usp.* **51** 793 (2008)]
97. Colson W B, Ride S K *Appl. Phys.* **20** 61 (1979)
98. Loeb A, Friedland L *Phys. Rev. A* **33** 1828 (1986)
99. Loeb A, Friedland L *Phys. Lett. A* **129** 329 (1988)
100. Абрамочкин Е Г, Волостников В Г *УФН* **174** 1273 (2004) [Abramochkin E G, Volostnikov V G *Phys. Usp.* **47** 1177 (2004)]
101. Виноградова М Б, Руденко О В, Сухоруков А П *Теория волн* (М.: Наука, 1979)
102. Marcuse D *Light Transmission Optics* (New York: Van Nostrand Reinhold, 1972) [Маркузе Д *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974)]
103. Esarey E, Leemans W P *Phys. Rev. E* **59** 1082 (1999)
104. Бочкарев С Г, Быченков В Ю *Квантовая электроника* **37** 273 (2007) [Bochkarev S G, Bychenkov V Yu *Quantum Electron.* **37** 273 (2007)]
105. Sprangle P, Tang C M, Vlahos L *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **30** 3177 (1983)
106. Милантьев В П, Шаар Я Н *ЖТФ* **70** (8) 100 (2000) [Milant'ev V P, Shaar Ya N *Tech. Phys.* **45** 1054 (2000)]
107. Милантьев В П, Шаар Я Н *Прикладная физика* (5) 14 (2002)
108. Милантьев В П, Стёпина С П *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез* (1) 68 (2010)
109. Милантьев В П, Стёпина С П *Прикладная физика* (6) 91 (2011)
110. Милантьев В П, Стёпина С П *ЖТФ* **75** (9) 95 (2005) [Milant'ev V P, Stepina S P *Tech. Phys.* **50** 1201 (2005)]
111. Salamin Y I, Faisal F H M, Keitel C H *Phys. Rev. A* **62** 053809 (2000)
112. Hirshfield J L, Wang C *Phys. Rev. E* **61** 7252 (2000)
113. Marshall T C, Wang C, Hirshfield J L *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **4** 121301 (2001)
114. Shchelkunov S V et al. *AIP Conf. Proc.* **877** 880 (2006)

Cyclotron autoresonance — 50 years since discovery

V.P. Milant'ev

Peoples' Friendship University of Russia,
ul. Miklukho-Maklaya 6, 117198 Moscow, Russian Federation
E-mail: vmilantiev@sci.pfu.edu.ru

Commemorating the 50th anniversary of the discovery of cyclotron autoresonance, this paper briefly reviews how the experimental and theoretical aspects of this field of research have been developed over time.

PACS numbers: **01.65. + g**, 41.75.Jv, **76.40. + b**

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201308f.0875

Bibliography — 114 references

Received 11 December 2012, revised 29 December 2012

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (8) 875–884 (2013)

Physics–Uspekhi **56** (8) (2013)