

01:07

©1993 г.

ЛЕТЯЩИЙ КОРОТКОВОЛНОВЫЙ ЛАЗЕР

М.Я.Амусья, М.Л.Шматов

Предложен лазер, действующий на переходах между энергетическими уровнями позитрония. При движении активной среды, т.е. облака атомов позитрония, со скоростью, близкой к скорости света, излучение такого лазера может иметь в лабораторной системе отсчета большую энергию кванта. Сделана оценка коэффициента усиления, достижимого на переходах $2p-1s$. Также предложено использование релятивистских сонаправленных электронно-позитронных пучков для инициирования термоядерного микровзрыва.

Введение

В ряде работ рассматривалась инверсия заселенности, возникающая при рекомбинации электронов и ионов плазмы (см., например, [1-5]). Подобная инверсия может создаться и между энергетическими уровнями позитрония, образующегося при рекомбинации электронов и позитронов. При этом позитроний в отличие от атомов или ионов имеет две основные особенности. Во-первых, парапозитроний в состоянии $1s$ быстро по сравнению с характерными временами радиационных переходов между его уровнями аннигилирует, переходя в два γ -кванта [6]. Это позволяет в принципе создать для парапозитрония квазистационарную инверсию заселенности по отношению к $1s$ -уровню без дополнительных мер по его опустошению. Во-вторых, сравнительно малая масса P_s приводит к тому, что при одинаковой с ионами или атомами температуре доплеровское уширение, влияющее на коэффициент усиления в инверсной среде [7,8], для позитрониевого газа больше как минимум в десятки раз.

Частицы, между энергетическими уровнями которых возникает инверсия, будем для краткости называть "лазерными". Полагаем, что средняя скорость лазерных частиц равна нулю в системе отсчета K' , движущейся относительно лабораторной системы (обозначенной через K) равномерно и прямолинейно со скоростью V в направлении положительных значений оси x (рис. 1). Вследствие продольного эффекта Доплера фотоны, имеющие в системе K' частоту $\nu_{K'}$ и излучаемые в направлении вектора V , в лабораторной системе отсчета имеют частоту ν_K , определяемую выражением

$$\nu_K = \nu_{K'} \sqrt{\frac{1 + V/c}{1 - V/c}}, \quad (1)$$

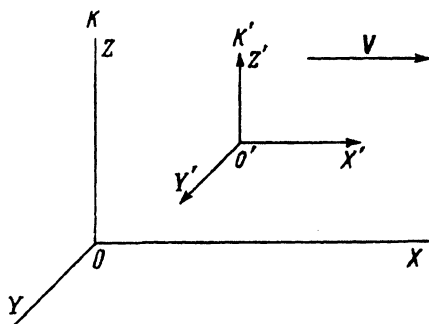


Рис. 1. Общая геометрия системы. $XYZ(K)$ — лабораторная система отсчета, в которой средняя скорость частиц, используемых в лазере, равна нулю; V — вектор скорости системы K' в лабораторной системе.

где c — скорость света в вакууме [9,10].

Если $c - V \ll c$, то формула (1) приобретает вид

$$\nu_K \approx 2\nu_{K'}\gamma_0, \quad (1a)$$

где $\gamma_0 = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$.

При $\gamma_0 \gg 1$ из (1, 1a) следует, что $\nu_K \gg \nu_{K'}$. Изменяя V , можно перестраивать частоту ν_K . Реально, очевидно, частота излучения, достижимая в лабораторной системе отсчета, ограничена, в частности, возможностью создания облака лазерных частиц с достаточно большими энергиями. Дополнительное ограничение на достижимые значения γ_0 может быть вызвано увеличением времени формирования лазерного импульса в лабораторной системе отсчета. В некоторых случаях это приведет к тому, что при больших значениях γ_0 пробег частиц в системе K , необходимый для действия лазера, будет неприемлемо велик для размеров установки. Подробнее этот вопрос рассматривается ниже.

1. Оценка коэффициента усиления

1.1. Основные положения модели. Найдем (в системе K') связь коэффициента усиления с параметрами пучка лазерных частиц. Обозначим через A_{21} вероятность спонтанного излучательного перехода с верхнего лазерного уровня (2) на нижний лазерный уровень (1) за единицу времени. Вероятность того, что испущенный в результате этого процесса фотон имеет частоту от ν до $\nu + d\nu$, равна $q(\nu)d\nu$, где $q(\nu)$ — форм-фактор [7] (см. также [8], где используется несколько иная система обозначений). Будем полагать, что усиливаемое излучение взаимодействует со средой только на переходах между лазерными уровнями. В этом случае зависимость коэффициента усиления α от частоты определяется выражением [7,8]

$$\alpha(\nu) = \frac{A_{21}c^2}{8\pi\nu^2} q(\nu)N^*, \quad (2)$$

здесь

$$N^* = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1, \quad (3)$$

где N_2 и N_1 — концентрации частиц, находящихся на верхнем и нижнем лазерных уровнях соответственно, g_2 и g_1 — статистические веса этих уровней.

Инверсия заселенности соответствует условию $N^* > 0$, т.е. $N_2/g_2 > N_1/g_1$.

Для определенности рассмотрим усиление на переходах позитрония $2p-1s$. В системе покоя Ps энергия кванта $h\nu_0$, соответствующая этому переходу, приблизительно равна 5.1 эВ. Будем полагать, что сколь-нибудь существенное уширение лазерных уровней определяется только аннигиляцией и радиационными переходами, а также, если разброс скоростей лазерных частиц достаточно велик, эффектом Доплера.

1.2. Холодный позитрониевый газ. Первоначально рассмотрим ситуацию, когда характерные значения абсолютной величины скорости атомов Ps в системе K' малы и Доплеровским уширением можно пренебречь. Соответствующий позитрониевый газ будем называть холодным.

Время аннигиляции в состоянии $1s$ приблизительно равно $1.25 \cdot 10^{-10}$ с для парапозитрония, аннигилирующего в 2 фотона, и $1.4 \cdot 10^{-7}$ с для ортопозитрония, аннигилирующего в 3 фотона (см., например, [6]); обозначим эти времена через $\tau_{2\gamma}$ и $\tau_{3\gamma}$ соответственно. Данные параметры характеризуют спонтанный процесс. Аннигиляция может быть стимулирована фотонами [11,12], что в данной работе не рассматривается.

Времена радиационных переходов между уровнями позитрония могут быть определены по данным для атома водорода, при этом требуется учесть, что в случае Ps приведенная масса в два раза меньше [6]. Так, для атома водорода самым быстрым является электрический дипольный переход $2p-1s$, характерное время которого приблизительно равно $1.6 \cdot 10^{-9}$ с [6]. Для позитрония соответственно $\tau_{2p-1s} = 2\tau_{2p-1s} \approx 3.2 \cdot 10^{-9}$ с.

Таким образом, аннигиляционное и излучательное уширение линии $2p-1s$ характеризуется энергиями $\hbar(1/\tau_{2\gamma} + 1/\tau_{2p-1s}) \approx 5.47 \cdot 10^{-6}$ эВ для парапозитрония и $\hbar(1/\tau_{3\gamma} + 1/\tau_{2p-1s}) \approx 2.11 \cdot 10^{-7}$ эВ для ортопозитрония.

Отличие энергии состояния Ps с главным квантовым числом n , орбитальным квантовым числом l , полным спином S и моментом J от нерелятивистского значения $[-Ry/(2n^2)]$, где Ry — энергия Ридберга, описывается величиной W_{nlSJ} [6]. Для парапозитрония $S = 0$, для ортопозитрония $S = 1$. С точностью до слагаемых порядка $\alpha^2 Ry$ (α — постоянная тонкой структуры) $W_{1000} \approx -4.75 \cdot 10^{-4}$ эВ, $W_{2101} \approx -1.46 \cdot 10^{-5}$ эВ, $W_{1011} \approx 3.70 \cdot 10^{-4}$ эВ, $W_{2112} \approx -4.06 \cdot 10^{-6}$ эВ, $W_{2111} \approx -2.22 \cdot 10^{-5}$ эВ, $W_{2110} \approx -4.48 \cdot 10^{-5}$ эВ [6]. Из этих величин и приведенных выше параметров аннигиляционного и излучательного уширения видно, что в принципе для холодного позитрониевого газа возможен лазерный эффект на четырех отдельных линиях $2p-1s$: одна линия для пара- и три для ортопозитрония. При описании усиления излучения на частотах, близких к центральным частотам этих линий ν_{0i} , может быть использована формула (2) с подстановкой лоренцева форм-фактора отдельной линии (см., например, [7])

$$q_i(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu_{Li}}{(\nu - \nu_{0i})^2 + \Delta\nu_{Li}^2/4}, \quad (4)$$

где $\Delta\nu_{Li}$ равняется $(1/\tau_{2\gamma} + 1/\tau_{2p-1s})/(2\pi)$ для пара- и $(1/\tau_{3\gamma} + 1/\tau_{2p-1s})/(2\pi)$ для ортопозитрония.

При подстановке (4) в (2) получаем, что коэффициент усиления на частоте ν_{0i} , который обозначим через α_{0i} , определяется выражением

$$\alpha_{0i} = \frac{\lambda_{0i}^2}{2\pi} \frac{1}{\tau_{2p-1s} \Gamma_{tot}^{(i)}} N^*, \quad (5)$$

где $\lambda_{0i} = c/\nu_{0i}$, $\Gamma_{tot}^{(i)} = 2\pi \Delta\nu_{Li}$.

В общем случае зависимость концентрации частиц в j -м состоянии N_j от времени t определяется выражением вида

$$\frac{dN_j}{dt} = G_j - \frac{N_j}{\tau_j}, \quad (6)$$

где G_j и τ_j — скорость генерации и время жизни частиц в этом состоянии.

Значения G_j и τ_j могут зависеть от концентраций частиц в различных состояниях, что не указано в обозначениях в явном виде. В стационарном (квазистационарном) случае, когда величину dN_j/dt можно считать равной нулю, уравнение (6) приобретает вид

$$N_j^0 = G_j^0 \tau_j^0, \quad (6a)$$

где через N_j^0 , G_j^0 и τ_j^0 обозначены соответствующие стационарные (квазистационарные) значения.

Предположим, что в системе установилось квазистационарное состояние. Представим величину G_{1s}^0 в виде

$$G_{1s}^0 = N_{2p}^0 / \tau_{2p-1s} + G_{1s}^{0*}, \quad (7)$$

где первое слагаемое описывает излучательные переходы $2p - 1s$, а второе — все остальные механизмы создания позитрония в состоянии $1s$.

Здесь подразумевается, что кроме главного и орбитального квантовых чисел задано квантовое число S , а для $2p$ -уровня ортопозитрония N_{2p}^0 определяется суммированием по состояниям со всеми значениями J , но для упрощения записи это в явном виде не указывается. Из (6a), (7) получаем

$$N_{1s}^0 = \tau_{1s}^0 (N_{2p}^0 / \tau_{2p-1s} + G_{1s}^{0*}). \quad (8)$$

Сделанное выше предположение о том, что для $2p$ - и $1s$ -уровней холодного позитрониевого газа уширение определяется только спонтанными радиационными переходами и аннигиляцией, означает, что в системе нет никаких процессов, переводящих позитроний из $1s$ в состояния с большей энергией. В этом случае τ_{1s} (в частности, τ_{1s}^0) равняется $\tau_{2\gamma}$ для пара- и $\tau_{3\gamma}$ для ортопозитрония.

Отношение $\tau_{3\gamma}/\tau_{2p-1s}$ приблизительно равно 44, что, как видно из (3), (8), запрещает для ортопозитрония возникновение квазистационарной инверсии заселенности между уровнями $1s$ и $2p$ с любым значением J . В принципе возможно существование такой инверсии в течение конечного времени (порядка τ_{2p-1s} или меньше), ограниченного накоплением ортопозитрония в состоянии $1s$.

Отношение $\tau_{2\gamma}/\tau_{2p-1s}$ приблизительно равняется $3.9 \cdot 10^{-2}$, что меньше чем $1/3$ — отношение статистических весов $1s$ - и $2p$ -уровней парапозитрония. Поэтому из (3), (8) следует, что между этими уровнями возможно образование квазистационарной инверсии. Для этого требуется, чтобы величина G_{1s}^0 не превосходила N_{2p}^0/τ_{2p-1s} более чем в $\tau_{2p-1s}/(3\tau_{2\gamma}) \approx 8.5$ раз.

С точки зрения использования в качестве множителя в выражении вида (5) длины волн для всех $2p - 1s$ -переходов в позитронии приблизительно одинаковы и равны соответствующему нерелятивистскому значению λ_0 . Обозначив концентрации Ps в состояниях $2p$ и $1s$ с $S = 0$ через $N_{2p}(S = 0)$ и $N_{1s}(S = 0)$, представим для парапозитрония формулу (5) в виде

$$\alpha_0(S = 0) \approx \frac{\lambda_0^2 [N_{2p}(S = 0) - 3N_{1s}(S = 0)]}{2\pi (\tau_{2p-1s}/\tau_{2\gamma} + 1)}. \quad (5a)$$

После подстановки в (5a) численных значений получаем

$$\alpha_0(S = 0)[\text{см}^{-1}] \approx 3.5 \cdot 10^{-12} [N_{2p}(S = 0) - 3N_{1s}(S = 0)][\text{см}^{-3}].$$

Предположим, что распределение атомов Ps по скоростям в системе K' является максвелловским и обозначим их температуру через T . Условие пренебрежимой малости доплеровского уширения по сравнению с радиационным и аннигиляционным для $2p - 1s$ -перехода в парапозитронии имеет вид [7,8]

$$3\pi\Delta\nu_T \ll \frac{1}{\tau_{2\gamma}} + \frac{1}{\tau_{2p-1s}}. \quad (9)$$

Здесь

$$\Delta\nu_T = \nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}}, \quad (10)$$

где ν_0 нерелятивистское значение частоты, соответствующей переходу в системе K' ($h\nu_0 \approx 5.1$ эВ), k — постоянная Больцмана, M — масса атома позитрония.

Из (9), (10) получаем

$$kT \ll \frac{Mc^2}{2} \left[\frac{1/\tau_{2\gamma} + 1/\tau_{2p-1s}}{2\pi\nu_0} \right]^2, \quad (11)$$

или после подстановки численных значений $kT \ll 6 \cdot 10^{-7}$ эВ ($T \ll 7 \cdot 10^{-3}$ К).

Для ортопозитрония условие малости доплеровского уширения получается, очевидно, при подстановке в (9), (11) времени $\tau_{3\gamma}$ вместо $\tau_{2\gamma}$. Это приводит к требованию $kT \ll 9 \cdot 10^{-10}$ эВ ($T \ll 10^{-5}$ К).

1.3. Горячий позитрониевый газ. При увеличении разброса скоростей атомов позитрония произойдет сначала уширение, а затем перекрывание спектральных линий пара- и ортопозитрония. Будем называть облако Ps , в котором тонкая структура спектра неразличима, горячим. Распределение атомов Ps по скоростям в системе K' , как и ранее, полагаем максвелловским с температурой T .

Определим температуру T_0 из условия

$$h\Delta\nu_T(T = T_0) = \Delta W, \quad (12)$$

где $\Delta\nu_T(T = T_0)$ задается формулой (10), а ΔW — разность энергий $1s$ -состояний орто- и парапозитрония, приблизительно равная $8.41 \cdot 10^{-4}$ эВ (что несколько меньше, чем результат, следующий из приведенных выше значений W_{nlSJ} , соответствующих величинам порядка $\alpha^2 Ry$) [6].

Согласно (10), (12), $kT_0 \approx 1.39 \cdot 10^{-2}$ эВ ($T_0 \approx 162$ K).

Рассмотрим ситуацию, когда

$$\Delta\nu_T \gg \Delta\nu_T(T = T_0), \quad (13)$$

что также можно переписать как $T \gg T_0$ или более строго как $\sqrt{T/T_0} \gg 1$. Полагаем, что при этом характерная абсолютная величина скорости в системе K' много меньше c , таким образом, не происходит перекрывания излучения, соответствующего переходам $2p - 1s$, с другими спектральными линиями.

Как видно из приведенных величин W_{nlSJ} , ΔW значительно превосходит расщепление уровня $2p$. Поэтому выполнение условия (13) приводит к перекрыванию линий, соответствующих всем переходам $2p - 1s$. В этом случае для представляющего интерес при рассмотрении лазера спектрального диапазона, в котором $|\nu - \nu_0| \lesssim \Delta\nu_T$, форм-фактор определяется выражением [7,8]

$$q(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_T} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_T} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

Коэффициент усиления на этих частотах определяется формулами (2), (3), (14); в качестве величин N_2 и N_1 в (3) входят N_{2p} и N_{1s} -концентрации атомов позитрония в состояниях $2p$ и $1s$ вне зависимости от остальных квантовых чисел. Таким образом, при выполнении условия (13) коэффициент усиления на центральной частоте линии $2p - 1s$, который обозначим через α_0^T , задается выражением

$$\alpha_0^T = \frac{c^3}{8\pi\sqrt{2\pi}\tau_{2p-1s}\nu_0^3} \sqrt{\frac{M}{kT}} (N_{2p} - 3N_{1s}). \quad (15)$$

Подставив в (15) численные значения, получаем

$$\alpha_0^T [\text{см}^{-1}] \approx \frac{2.4 \cdot 10^{-15}}{\sqrt{kT[\text{эВ}]}} (N_{2p} - 3N_{1s}) [\text{см}^{-3}].$$

Время существования обсуждаемой инверсии в “горячем” позитронии может быть ограничено накоплением ортопозитрония в состоянии $1s$. Если скорости образования орто- и парапозитрония одного порядка и не создается бегущая волна инверсии, то усиление будет осуществляться только на расстоянии, не большем, чем величина порядка $\sigma\tau_{2p-1s} \approx 100$ см. Однако при приложении магнитного поля, ориентирующего спины электронов и позитронов в противоположных направлениях, возможно преимущественное образование парапозитрония [12,13].

В принципе возможна ситуация, когда в системе устанавливаются квазистационарные концентрации, но выделение энергии при аннигиляции

вызывает перегрев активной среды и сравнительно быстрое падение коэффициента усиления. Выделение энергии аннигиляции (а также ее поглощение в активной среде, если этот процесс существен может быть уменьшено, очевидно, при уменьшении поперечных размеров активной среды. Желательно, однако, чтобы эти размеры превышали величину порядка $\sqrt{L'\lambda_0}$, где L — длина активной среды, значения λ_0 и L берутся в системе K' . В противном случае будут велики дифракционные потери (см., например, [2]); здесь полагается, что изменение коэффициента усиления за время L'/c пренебрежимо мало.

Вероятно, для Ps возможна лазерная генерация сразу на нескольких переходах, которым соответствуют различные значения начального и (или) конечного главного квантового числа. В принципе при эволюции параметров активной среды возможно также изменение частоты наиболее интенсивного вынужденного излучения.

Как отмечалось, все выражения для коэффициента усиления, приведенные выше, написаны в системе K' . Интеграл от коэффициента усиления по пути фотона вдоль активной среды при соответствующем учете изменения частоты и траектории не зависит от системы отсчета. Это видно из того, что параметр, описывающий изменение количества фотонов в результате их прохождения через среду (которое в общем случае может зависеть и от насыщения усиления), является 4-скаляром по своему физическому смыслу.

2. Расстояния в лабораторной системе отсчета, связанные с действием лазера, и возможность использования отражающих элементов

Обозначим через τ'_{las} измеренное в системе K' (в случае Ps — от момента совмещения электронного и позитронного пучков) время, необходимое для действия лазера. Для однопроходного лазера, в котором происходит усиление спонтанного излучения, τ'_{las} определяется образованием инверсии между “рабочими” уровнями, испусканием “затравочных” фотонов, а также прохождением лазерных фотонов вдоль активной среды. Пробег частиц (как “лазерных”, так и, например, свободных электронов и позитронов) в лабораторной системе отсчета, соответствующий рассматриваемому процессу, обозначим через L_{las} . Из преобразования Лоренца для времени [10,14] получаем

$$L_{las} = \gamma_0 V \tau'_{las}. \quad (16)$$

Если $c - V \ll c$, т.е. $\gamma_0 \gg 1$, уравнение (16) приобретает вид

$$L_{las} \approx \gamma_0 c \tau'_{las}. \quad (16a)$$

В рекомбинирующей плазме инверсия в дискретном спектре первоначально формируется вследствие преимущественного заселения при тройных столкновениях уровней с большими главными квантовыми числами [1]. В принципе можно также создать лазер, используя источник излучения, индуцирующий переходы из непрерывного спектра в дискретный.

В качестве верхних лазерных уровней будут выступать состояния, заселенные либо непосредственно при этом процессе, либо в результате последующих переходов. На формирование инверсии можно также повлиять, индуцируя излучательные переходы между состояниями дискретного спектра. Отметим, что стимулирование рекомбинации электронов и позитронов потоком фотонов обсуждалось в [12,13].

Полное изучение динамики формирования лазерного импульса в данной работе не проводится. Для оценки L_{las} в случае лазера на $2p-1s$ -переходах позитрония предположим, что τ'_{las} порядка 10^{-8} с. Такое и даже меньшее значение τ'_{las} , по-видимому, реализуемо при достаточно большой концентрации электронов и позитронов и использовании подсветки, индуцирующей требуемые для образования инверсии переходы. Полагая $\gamma_0 \gg 1$, получаем из (16а), что L_{las} порядка $\gamma_0 \times 3$ м.

Для лазера на позитронии наиболее естественной представляется прямолинейная траектория полета активной среды (в случае ионов возможно иная ситуация; см. ниже). При этом, очевидно, величина L_{las} должна быть меньше длины установки, которая, будем полагать, не превышает сотен метров или, самое большое, нескольких километров. Таким образом, при сделанных предположениях допустимые значения γ_0 составляют величину порядка 10^2-10^3 .

Важной областью возможного применения коротковолновых лазеров является изучение структуры биологических объектов (см., например, [2-4]). Для этой цели эффективно использование излучения, близкого по спектру к K -краю углерода, которому соответствует длина волны 43.76 \AA (энергия фотона 2843.3 эВ) [2-4]. Как видно из (1а), для попадания излучения лазера на $2p-1s$ -переходах позитрония в эту спектральную область необходимо значение $\gamma_0 \approx 30$, что приводит при $\tau'_{las} \sim 10^{-8}$ с к величине $L_{las} \sim 10^2$ м.

Выделим в τ'_{las} слагаемое τ'_{em} , описывающее время испускания основной части лазерных фотонов (это определение является не совсем строгим в силу некоторой произвольности понятия "основная часть фотонов"). Соответствующий этому времени пробег лазера в лабораторной системе обозначим через L_{em} . Очевидно, что

$$L_{em} = \gamma_0 V \tau'_{em}, \quad (17)$$

при $\gamma_0 \gg 1$ формула (17) приобретает вид

$$L_{em} \approx \gamma_0 c \tau'_{em}. \quad (17а)$$

Для упрощения использования излучения летящего лазера величина L_{em} должна быть как можно меньшей. В принципе при больших значениях L_{em} возможно применение оптической системы, собирающей расходящееся излучение от различных участков траектории, но это, по-видимому, приведет к значительным потерям.

Так как при $\gamma_0 \gg 1$ действие даже однопроходного лазера связано с большими пробегами прямолетящей активной среды в лабораторной системе (см. (16а, 17а)), то использование неподвижного резонатора в подобном случае будет технически сложным или даже невозможным. Представляет интерес, однако, и реализация относительно малых значений

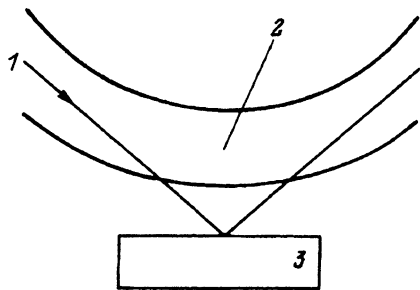
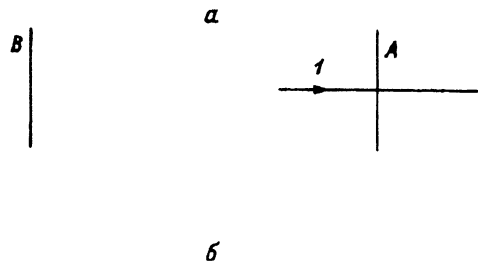


Рис. 2. Использование отражающих элементов.

a — резонатор: *A*, *B* — зеркала, *1* — направление первичного испускания фотонов; *б* — использование отражающего элемента наклонного падения: *1* — направление испускания фотонов, *2* — активная среда (или область ее движения), *3* — отражающий элемент.

$\gamma_0(\gamma_0 - 1 \lesssim 1)$, что позволило бы перестраивать частоту вынужденного излучения. В некоторых случаях такого рода, по-видимому, целесообразно использование неподвижного резонатора, обеспечивающего несколько проходов фотонов через активную среду.

В простейшем случае резонатором может служить пара плоскопараллельных зеркал (соответствующих спектру излучения в системе *K*), переднее из которых допускает вывод части излучения (рис. 2, *a*). Частота фотонов в этом случае два раза преобразуется при переходе между движущимися относительно друг друга системами отсчета. В результате излучение, изначально имеющее частоту $\nu_{K'}$ в системе *K'* и испущенное в направлении *1*, после отражения от зеркала *B* будет иметь в системе *K'* частоту, опять равную $\nu_{K'}$.

Если нет ограничений, связанных с малым временем существования инверсии, то для летящего лазера на переходах многозарядных ионов может быть использована система отражающих кристаллов, посылающая фотоны по круговому пути [2, 15].

Обратная связь может быть создана и без зеркал, например, при движении по обеим сторонам от инверсной среды со скоростью, близкой к *V*, сгустков частиц, рассеивающих лазерное излучение. В подобном случае обратная связь будет вызвана рассеянием назад по отношению к направлению первичных фотонов. Сгусток, эквивалентный зеркалу, может находиться и с одной стороны от лазерных частиц. Если задача состоит в увеличении частоты излучения в лабораторной системе, то отражающий сгусток, очевидно, должен находиться позади инверсной среды. В принципе возможна даже ситуация с “задающим генератором” с отражающими сгустками и однопроходным усилителем. Эксперименты с летящими отражающими элементами, однако, представляются очень сложными.

Инверсия заселенности может возникнуть и при охлаждении ионных пучков в накопительных кольцах электронами. В такой ситуации отражающий элемент наклонного падения позволит компенсировать расхождение фотонов и активной среды (рис. 2, *б*). В некоторых случаях такая

компенсация, по-видимому, может быть достигнута и при помощи волновода, образуемого поперечным профилем электронной плотности (см., например, [16]).

3. Столкновения

Оценим столкновительное уширение лазерных уровней, полагая, что происходят только столкновения $P_s - P_s$. Такая ситуация, вероятно, может быть реализована. Предположим, например, что после совмещения электронного и позитронного пучков активная среда, пролетев некоторое расстояние, попадает в область, где имеется достаточно сильное магнитное (или электрическое) поле, перпендикулярное направлению ее движения. Это поле отклонит свободные носители заряда от траектории движения атомов P_s .

Будем полагать, что эффективное сечение столкновений $P_s - P_s$ определяется характерными геометрическими размерами позитрония (подобная модель используется при рассмотрении столкновений атомов и молекул в [8], см. также задачу 2.9 в [7]). Обозначим через τ'_c интервал времени (в системе K') между двумя столкновениями. Полагая, что геометрические размеры всех атомов P_s приблизительно одинаковы, выразим τ'_c при помощи соотношения [8]

$$\tau'_c = \frac{1}{16} \left(\frac{M}{\pi k T} \right)^{1/2} \frac{1}{N a^2}, \quad (18)$$

где N — концентрация (в системе K'), a — радиус P_s .

Используем в качестве a среднее значение радиуса P_s в состоянии $2p$, равное с учетом приведенной массы 10 боровским радиусам [6]. Подставив в (18) численные значения, получаем

$$\tau'_c [\text{с}] \approx 4.6 \cdot 10^7 \frac{1}{(T[\text{K}])^{1/2} N [\text{см}^{-3}]}. \quad (18a)$$

Таким образом, из (18), (18a) видно, что условие $\tau'_c = \tau_{2p-1s}$ выполняется при $(T[\text{K}])^{1/2} N [\text{см}^{-3}] \approx 1.4 \cdot 10^{16}$. Столкновительная ширина линии, которую обозначим через $\Delta\nu_c$, связана с τ'_c соотношением [8]

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{\pi \tau'_c}. \quad (19)$$

Таким образом, равенство $\Delta\nu_c$ и бесстолкновительной ширины $2p - 1s$ -линии холодного парапозитрония выполняется при условии

$$\tau'_c = 2 (\tau_{2\gamma}^{-1} + \tau_{2p-1s}^{-1})^{-1}, \quad (20)$$

после подстановки численных значений получаем

$$(T[\text{K}])^{1/2} N [\text{см}^{-3}] \approx 1.9 \cdot 10^{17}. \quad (20a)$$

Условие равенства $\Delta\nu_T$ и $\Delta\nu_c$ (для $2p - 1s$ -линии P_s) получается, очевидно, из (10), (18), (19), приводящих к выражению

$$N = \frac{\sqrt{2\pi}}{16} \frac{1}{\lambda_0 a^2} \quad (21)$$

или при выбранной величине a к условию $N \approx 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Из выражений (9), (10), (20), (20a) видно, что в рамках сделанных предположений для “холодного” парапозитрония величина Δv_c мала по сравнению с бесстолкновительным уширением вплоть до концентраций $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ или даже больших. Так, величина $N \approx 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получается при подстановке в (20a) температуры $T = 7 \cdot 10^{-3} \text{ К}$, при которой доплеровское уширение уже существенно и парапозитроний “холодным” не является.

Создание лазера на “холодном” парапозитронии и тем более на ортопозитронии связано с очень жесткими требованиями на монохроматичность пучка Ps ; при этом дополнительные трудности связаны с выделением энергии при аннигиляции, а также столкновениях второго рода и тройных столкновениях. Из релятивистского преобразования скорости [10,14] следует, что продольная компонента скорости частицы в системе K' и отличие ее γ -фактора в системе K от γ_0 связаны соотношением $\Delta\gamma/\gamma_0 \approx v_x^i/c$ (здесь полагается, что $2|v_x^i| \gg (v_y^i{}^2 + v_z^i{}^2/c)$). Таким образом, для реализации аннигиляционно-радиационного уширения $2p-1s$ -линии парапозитрония, требующего значений $kT \ll 6 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$, необходимо выполнение условия $|\Delta\gamma/\gamma_0| \ll 10^{-6}$. Заметим, что условие монохроматичности электронного пучка $|\Delta\gamma/\gamma_0| < 10^{-6}$ требуется для оптического лазера синхротронного излучения [17]. В принципе метод охлаждения электронного пучка, рассматриваемый в [17], может представлять интерес для охлаждения пучков электронов и позитронов, при рекомбинации которых образуются обсуждаемые здесь “лазерные” атомы Ps . Значительно более простым, однако, представляется создание лазера с уширением, близким к доплеровскому, что, как видно из (21), возможно до $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что условие равенства среднего свободного пробега лазерной частицы и λ_0 отличается от (21) только коэффициентом $1/\pi$ в правой части. Поэтому при концентрациях, названных выше, сужение Дикке (см. задачу 2.11 в [17]) не будет оказывать существенного влияния на форм-фактор.

Влияние увеличения N на переходы $2p-1s$ парапозитрония проявится в первую очередь через какой-либо механизм разрушения $2p$ -состояния. При этом, пока значения N не очень велики, не будет происходить существенного изменения ширины линии или концентрации в состоянии $1s$.

4. Некоторые другие возможные эксперименты с электронно-позитронными пучками

Совпадающие сонаправленные пучки электронов и позитронов, движущихся с релятивистскими скоростями, могут быть использованы для ряда целей. Так, в работах [11,12] обсуждается их применение для стимулирования двухфотонной аннигиляции свободных электронов и позитронов, а также парапозитрония. По-видимому, возможно использование таких пучков для сжатия и нагрева мишеней с целью инициирования термоядерного микровзрыва.

Термоядерный микровзрыв может быть инициирован при помощи релятивистских электронных пучков (см., например, [18-24]). Однако для подобного эксперимента возникают проблемы транспортировки пучка на расстояния $\gtrsim 10 \text{ м}$, необходимые для уменьшения действия продуктов микровзрыва на ускоритель [24]. Так, в вакууме будет происходить расфоку-

сировка пучка, вызванная объемным зарядом; использование плазменных каналов в атмосфере, окружающей мишень, вероятно, не решает полностью проблему транспортировки, кроме того, термоядерный микровзрыв создал бы в этой атмосфере ударную волну, приводящую к большим нагрузкам на аппаратуру [24]. На основании этих, а также некоторых других трудностей в [24] делается вывод о бесперспективности использования электронных пучков для инициирования термоядерных микровзрывов. Однако при наличии позитронов, компенсирующих заряд электронов, проблема транспортировки, вероятно, может быть решена. Кроме того, в подобном случае появляется возможность повышения плотности частиц в пучке и, следовательно, плотности потока энергии. Отметим, что при большом значении γ -факторов электронов и позитронов (которые не обязательно должны совпадать) аннигиляция, происходящая за время пролета пучками расстояний в десятки метров, не будет существенно снижать их плотность. Скорость аннигиляции также может быть уменьшена при параллельной ориентации спинов электронов и позитронов.

По-видимому, на термоядерную мишень целесообразно воздействовать излучением, образующимся в результате взаимодействия электронно-позитронного пучка (или нескольких пучков) и вещества с большим атомным номером (см., например, [21,23,24]).

В принципе в обсуждаемом эксперименте по термоядерному синтезу на одном или нескольких пучках при не очень больших значениях γ -фактора может быть реализован рассматриваемый в данной работе лазер. Такой лазер представлял бы интерес в основном для диагностики образующейся плазмы. Для этой цели могут быть использованы и другие способы генерации излучения при помощи электронно-позитронных пучков.

Пучки плазмы (не обязательно электронно-позитронной), движущиеся с релятивистскими скоростями, могут представлять интерес и для создания "летающих" плазменных ускорителей заряженных частиц [25] и фотонов [26] (под "ускорением" фотона подразумевается увеличение его частоты). Отметим, что многоступенчатое ускорение (на примере арбалета с несколькими последовательно разгоняемыми дугами, которые можно рассматривать как "летающий" ускоритель) было предложено Леонардо да Винчи [27].

Для создания лазера на P_s , по-видимому, целесообразно совмещать один электронный и один позитронный пучок. В других экспериментах может потребоваться повышение плотности. Это может быть достигнуто, например, при помощи нескольких пучков частиц одного знака, сводимых одновременно или (и) последовательно (в экспериментах по термоядерному синтезу электронно-позитронные пучки могут сводиться и непосредственно на мишени или конверторе, служащем для генерации излучения). Также может применяться продольное сжатие пучка за счет градиента скорости.

Заключение

Летающий лазер, создающий в лабораторной системе отсчета коротковолновое излучение, может быть реализован при использовании различных схем создания инверсии. При необходимости создания бегущей волны инверсии можно применить импульс излучения, распространяющегося в направлении движения активной среды.

Совпадающие пучки электронов и позитронов или ионов также позволяют генерировать фотоны на переходах между свободными и связанными состояниями. Определенный интерес может представлять и генерирование излучения при стимулировании колебаний электроно-позитронного пучка стоячей или распространяющейся (например, во встречном или догонном направлении) электромагнитной волной. Отметим, что в работе [12] обсуждалась возможность стимулирования аннигиляции собственным излучением электронов и позитронов, возникающим при прохождении частиц через ондуляторную систему.

М.Я. Амусья благодарен фонду Александра фон Гумбольдта, обеспечившему его пребывание в Германии, во время которого была выполнена часть этой работы, и Институту теоретической физики Университета Франкфурта-на-Майне за гостеприимство.

Список литературы

- [1] Гудзенко Л.И., Шеленин Л.А. // ДАН, 1965. Т. 160. № 6. С. 1296–1299.
- [2] *Charline G., Wood L.* // *Physics Today*. 1975. Vol. 28. N 6. P. 40–45, 48. (Чаплин Дж., Вуд Л. // УФН. 1977. Т. 121. № 2. С. 331–344.)
- [3] *Keane C.J., Gaglio N.M., MacGöwan B.J. et al.* // *J. Phys. B*. 1989. Vol. 22. N 21. P. 3343–3362.
- [4] *London R.A., Rosen M.D., Mazon S.M. et al.* // *J. Phys. B*. 1989. Vol. 22. N 21. P. 3363–3376.
- [5] *Borovskii A.V., Chizhonkov E.V., Galkin A.L., Korobkin V.V.* // *Appl. Phys. B*. 1990. Vol. 50. P. 297–302.
- [6] Бете Г., Соллнер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз. 1960. 562 с.
- [7] Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. 2-е изд. М.: Наука, 1988. 336 с.
- [8] Звелто О. Принципы лазеров. 3-е изд. М.: Мир, 1990. 560 с.
- [9] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 3,4. 3-е изд. М.: Мир, 1976. 496 с.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. 7-е изд. М.: Наука, 1988. 512 с.
- [11] Ривлин Л.А. // *Квантовая электрон.* 1976. Т. 3. № 11. С. 2413–2417.
- [12] Ривлин Л.А. // *Квантовая электрон.* 1978. Т. 5. № 11. С. 2497–2501.
- [13] Ривлин Л.А. // *Квантовая электрон.* 1979. Т. 6. № 3. С. 594–597.
- [14] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 1,2. 3-е изд. М.: Мир, 1976. 440 с.
- [15] *Bond W.L., Duguay M.A., Rentzepis P.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1967. Vol. 10. N 8. P. 216–218.
- [16] *Solem J.C., Luk T.S., Boeyr K., Rhodes C.K.* // *IEEE J. Quant. Electron.* 1989. Vol. 25. N 12. P. 2423–2430.
- [17] *Hirshfield J.L., Park G.S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 66. N 18. P. 2312–2315.
- [18] *Wintenberg F.* // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 174. N 1. P. 212–220.
- [19] *Wintenberg F.* // *Nucl. Fusion*. 1972. Vol. 12. N 3. P. 353–362.
- [20] Боголюбовский С.Л., Герасимов Б.П., Лихсонов В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 4. С. 202–206.
- [21] Боголюбовский С.Л., Герасимов Б.П., Лихсонов В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 4. С. 206–209.
- [22] *Wintenberg F.* // *J. Phys. D*. 1976. Vol. 9. N 10. P. L105–L108.
- [23] *Wintenberg F.* // *Z. Phys. A*. 1980. Vol. 296. N 1. P. 3–9.
- [24] Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. М.: Знание, 1988. 176 с.
- [25] *Tajima T., Dawson J.M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. N 4. P. 267–270.
- [26] *Wilks S.C., Dawson J.M., Mori W.B. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. Vol. 62. N 22. P. 2600–2603.
- [27] *Foley V., Soedel W.* // *Scientific American*. 1986. Vol. 255. N 3. P. 104–109. (Фоли В., Содэл В. // В мире науки. 1986. № 11. С. 76–82).